

Nagy intenzitású KrF lézerek működésének optimalizálása

PhD értekezés

Nagy Tamás

Témavezető:

Dr. Szatmári Sándor
a fizikai tudomány doktora

Szegedi Tudományegyetem
Kísérleti Fizikai Tanszék

Szeged

2000.

Tartalomjegyzék

<i>Bevezetés</i>	4
1. Tudományos előzmények, célkitűzések	7
1.1. Nagy intenzitású ultraibolya lézerek	7
1.2. Az excimerek erősítési tulajdonságai	10
1.3. Rövid fényimpulzusok erősítése KrF erősítőkben	13
1.4. A rövid fényimpulzusok matematikai reprezentációja	18
1.5. A rövid fényimpulzusok terjedése	22
a. Impulzusterjedés diszperzív, lineáris közegben	22
b. Önfázismoduláció	25
i. Kerr-típusú önfázismoduláció	25
ii. A telítődés által kiváltott önfázismoduláció	28
1.6. A rövid fényimpulzusok frekvenciakétszerezése	29
a. A frekvenciakétszerezést leíró egyenletek	29
b. Fázisillesztés	29
1.7. Célkitűzések	32
2. Tudományos eredmények	33
2.1. Rövid fényimpulzusok spektrális szűrése	33
a. Kísérleti megvalósítás	33
b. A spektrális szűrés elméleti modellezése	36
c. A spektrális szűrés alkalmazása a rövid fényimpulzusok formálására	39
2.2. Rövid impulzusok spektrális fejlődése KrF erősítőkben	42
a. A KrF erősítő spektrális módosító hatásainak kísérleti vizsgálata	42
b. A KrF erősítő modellezése terjedési egyenletek segítségével	46
2.3. Nagy intenzitású UV nyalábok homogenizálása	54
a. A nagy intenzitású UV nyalábok homogenizálásának lehetőségei	54
b. Az erősítés homogenizáló hatásának sebességi egyenleteken alapuló vizsgálata	55
c. A KrF erősítő nyalábhomogenizáló hatásának kísérleti kimutatása	58

2.4. A nagy intenzitású ultraibolya lézerrendszer alkalmazása plazmafizikai kísérletekben.....	62
a. Rövid impulzusú és rövid hullámhosszú sugárzás előállítása	62
b. A felharmonikuseltetés hatásfokának befolyásolása előimpulzus alkalmazásával	63
3. Összefoglalás	67
4. Summary.....	69
<i>Függelék</i>	<i>71</i>
F-1. A rövid fényimpulzusok terjedési egyenlete.....	71
F-2. A harmadrendű nemlinearitásokat figyelembe vevő terjedési egyenlet.....	74
F-3. A rövid impulzusok frekvenciakétszerezését leíró egyenlet	75
<i>Köszönetnyilvánítás</i>	<i>78</i>
<i>Irodalom</i>	<i>79</i>

Bevezetés

A legújabb lézerfizikai kutatásoknak köszönhetően a lézerekkel kelthető elektromágneses terek maximális intenzitása ugrásszerűen megnövekedett. Ma már a kísérletileg előállítható legnagyobb fókuszált intenzitás a $10^{19} - 10^{20} \text{ W/cm}^2$ nagyságrendbe esik. Ekkora intenzitások esetén a lézerfény elektromos térerőssége jelentősen meghaladja az atomok belsejében fellépő elektromos tér nagyságát, amelynek következtében az anyag erősen nemlineáris módon viselkedik [1-3]. Az ilyen körülmények között lejátszódó nagy energiájú folyamatok - melyek korábban csak a világ néhány pontján épült, igen költséges részecskegyorsítók segítségével voltak vizsgálhatók - ma már kisebb laboratóriumokban is tanulmányozhatóvá váltak a relatíve kis helyen, kis költséggel üzemeltethető lézerrendszerek jóvoltából. Így elmondható, hogy a nagy intenzitású lézerek fejlődése új távlatokat nyitott az anyagtudományi és a részecskefizikai kutatások számára.

A nagy intenzitású lézereknek a gyakorlatban két családja fejlődött ki: az infravörös tartományban működő *szilárdtestlézerek* alapuló rendszerek és az ultraibolya (*UV*) hullámhosszakon üzemelő *excimer lézerek*re épülő rendszerek. A két lézercsalád felépítése - az aktív anyagok eltérő fizikai tulajdonságainak (eltérő telítési energiasűrűségének és energiatárolási idejének) köszönhetően - lényegesen különbözik egymástól.

Napjainkban a szilárdtestlézereknél alkalmazott kifinomult technikák (*CPA erősítési séma* [4, 5], *chirpelt tükrök* [6], stb.) alkalmazásának eredményeként ezen rendszerek által elérhető csúcsteljesítmény eléri a 100 TW -ot [7-13], a maximális fókuszált intenzitás pedig a 10^{20} W/cm^2 nagyságrendbe esik [7, 14-16]. Ennek köszönhetően ezen rendszerek általánosan elterjedtté váltak a nagy intenzitású folyamatokat kutató laboratóriumokban.

A nagy intenzitású lézerekkel végzett kísérletek egy része rövid hullámhosszú lézersugárzást igényel, amelynek előállítására az *UV* tartományban működő excimer lézerek a legalkalmasabbak. Az excimer lézerrendszerek által elérhető csúcsteljesítmény az 1 TW nagyságrendbe eső értékével [17-20] lényegesen alacsonyabb ugyan, mint a szilárdtestlézerekkel előállítható teljesítmény, azonban - a rövid hullámhossznak és a gáz halmazállapotú aktív anyagnak köszönhetően - az excimer lézerekkel elérhető fókuszált intenzitás már összemérhető a szilárdtestlézerek által kelthető intenzitással [21]. A rövid impulzusú, nagy intenzitású excimer lézerek működésével kapcsolatban azonban még

számos feladat vár megoldásra. Ezen feladatok, illetve problémák közül értekezésemben néhány olyannal foglalkozom, amelyekkel kapcsolatban sikerült eredményt elérnem.

Az *1. fejezetben* vázlatosan áttekintem a nagy intenzitású *UV* lézerrendszerek előnyeit és specifikus problémáit. Bemutatom azokat a legfontosabb tudományos eredményeket, amelyekkel az excimer lézerek működését érintő problémák egy részét korábban már sikerült megoldani. Röviden ismertetem azokat a rövid fényimpulzusok terjedésével és frekvenciakétszerezésével kapcsolatos elméleti ismereteket, amelyeket vizsgálataim során felhasználtam. Az ezekhez kapcsolódó részletes levezetések a *Függelékben* találhatók. A fejezet végén pedig megfogalmazom célkitűzéseimet.

A *2. fejezetben* négy pontba foglalva mutatom be kutatásaim eredményeit. A nagy intenzitású *KrF* lézerek működésének optimalizálására vonatkozó eredményeket az első három alfejezetben részletezem, a negyedik alfejezet egy plazmafizikai alkalmazást mutat be.

A *2.1 alfejezetben* ismertetem az impulzusok spektrális szűrését vizsgáló kísérleti elrendezést és a segítségével nyert eredményeket. Bemutatom a jelenséget leíró modellszámításokat, megadom a jelenség szemléletes értelmezését, végül áttekintem a módszer alkalmazási lehetőségeit.

A *2.2 alfejezetben* a rövid impulzusok spektrális fejlődésének folyamatát vizsgálom, *KrF* erősítőn való áthaladás során. Kísérletileg demonstrálom, hogy az impulzusformálódásra jelentős befolyással vannak az impulzus kezdeti paraméterei. Az erősítőnek az impulzusokra kifejtett hatását terjedési egyenletekkel modellezem. Az egyenletek megoldásával kapott eredmények alapján megállapítom, hogy mely folyamatok határozzák meg döntő mértékben az impulzusok fejlődését az erősítés folyamán.

A *2.3 alfejezetben* áttekintem a nagy intenzitású *UV* lézernyalábok intenzitáseloszlásának homogenizálására kínálkozó lehetőségeket. Az erősítés sebességi egyenleteken alapuló modellje alapján megvizsgálom, hogy az erősítés telítődésének energia-stabilizáló hatása milyen feltételek mellett javítja legjobban a nyalábok homogenitását. Kísérletileg bizonyítom, hogy az erősítés paramétereinek helyes megválasztásával az *UV* nyaláb homogenitása jelentősen javítható.

A *2.4 alfejezetben* a nagy intenzitású *KrF* lézerrendszer alkalmazásával végzett, felharmonikusok keltésére irányuló plazmafizikai kísérleteket tekintem át. Ismertetem azokat a kísérleteket, amelyek segítségével az előimpulzusok által keltett előplazmának a harmonikusok keltésére kifejtett hatása tanulmányozható.

A *3. és 4. fejezetben* röviden összefoglalom a dolgozatban ismertetett tudományos eredményeimet magyarul és angolul.

A *Függelékben* megadom a rövid impulzusok terjedési egyenletének levezetését. Felírom a terjedési egyenletet a harmadrendű, Kerr-típusú nemlinearitással rendelkező közeg esetére, valamint ismertetem a rövid impulzusok frekvenciakétszerezését leíró egyenletek származtatásának módját.

Az értekezésben bemutatott eredmények részben Szegeden a *József Attila Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Tanszékén*, részben Németországban a *Laser-Laboratorium Göttingen* intézetben születtek.

1. Tudományos előzmények, célkitűzések

1.1. Nagy intenzitású ultraibolya lézerek

Intenzív elektromágneses terek keltése lézerekkel oly módon történik, hogy a fényimpulzusok által hordozott energiát térben és időben nagyon hatékonyan - a fizika elvi korlátai által megszabott határokat megközelítő mértékben - koncentráljuk. Az időbeli koncentrációra - vagyis a lézerimpulzus minimális időtartamára, adott sáv szélesség mellett - a *Heisenberg-féle határozatlansági reláció* ad korlátozást, a térbeli koncentrálnálhatóságot - a fókuszolt minimális átmérőjét - pedig a *diffrakció* szabja meg.

A nagy intenzitások keltésére a rövid hullámhosszúságú ultraibolya (UV) lézerek különösen jó lehetőséget biztosítanak. Rögzített $\Delta\nu/\nu_0 (= \Delta\lambda/\lambda_0)$ relatív sáv szélességet feltételezve ugyanis az impulzusok időbeli kompressziójának maximális értéke arányos az impulzus ν_0 központi frekvenciájával, míg a térbeli koncentrálnálhatóság a központi frekvencia második hatványával arányos. Ezek figyelembe vételével megállapítható, hogy a lézerekkel elérhető I_0 csúcshintenzitás a lézerimpulzus adott E energiája esetén a fényimpulzus központi frekvenciájának harmadik hatványával arányos:

$$I_0 \sim E \nu_0^3 \sim \frac{E}{\lambda_0^3}. \quad (1-1)$$

Az (1-1) arányosság az elvi lehetőségekre vonatkozik, és csak abban az esetben teljesül, ha az impulzus időbeli és térbeli tulajdonságait jellemző értékek elérik a fizikai törvények által megengedett határértékeket. Az ilyen, „ideális” impulzusok a hosszú - látható hullámhossz-tartományba eső - hullámhosszakon relatíve könnyen előállíthatók, a hullámhossz csökkentésével azonban az impulzusok előállításának nehézségei jelentősen megnövekednek. Ez utóbbi elsősorban az *A* és *B Einstein-együtthatók* frekvencia-skálázási tulajdonságaival kapcsolatos [22], amely szerint:

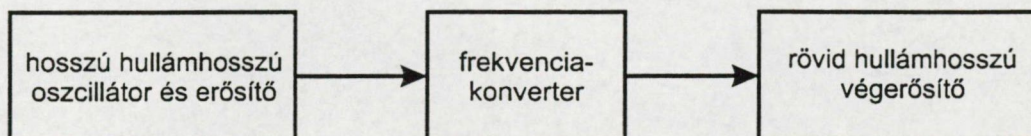
$$A \sim B \nu^3. \quad (1-2)$$

Az (1-2) összefüggés értelmében annak a valószínűsége, hogy a gerjesztett anyag spontán sugárzás útján kerüljön vissza az alapállapotba - ahelyett, hogy a lézerműködéshez szükséges kényszerített emisszió révén jutna oda - a frekvencia harmadik hatványával

arányos. Ez azt jelenti, hogy a spontán emisszió élettartama a hullámhossz csökkentésével jelentősen lerövidül (az *UV* excimerek esetén ez az élettartam a nanoszekundumos tartományba esik). Ennek következtében az (1-2) összefüggés az energiaminimumra való törekvés általános elvét tükrözi, hiszen azt fejezi ki, hogy minél messzebb van az anyag a minimális energiával rendelkező egyensúlyi állapotától, annál gyorsabban „igyekszik” oda visszajutni.

Az *UV* hullámhossz-tartományban az ideális impulzusok előállításával kapcsolatos másik jelentős nehezítő tényező az anyagok erős diszperziója, mely a közeli - rövid hullámhosszú - abszorpció miatt ebben a tartományban sokkal jelentősebb, mint a hosszú hullámhosszakon. Az erős diszperzió következtében a rövid impulzusok jelentősen meghosszabbodnak az optikai anyagokban történő terjedés során.

Mivel a fent említett nehézségek miatt az *UV* tartományban nem sikerült rövid impulzusú lézer oszcillátorokat létrehozni, ezért a rövid impulzusok erősítése az egyedüli megoldás arra, hogy az *UV* tartományban sugárzó anyagok tárolt energiáját rövid fényimpulzusok formájában nyerjük ki. Ebből adódóan a nagy intenzitású *UV* lézerek több, különböző hullámhosszon működő lézerrendszerek [23]. Ezekben a rendszerekben a rövid - ideális idő- és térbeli tulajdonságokkal rendelkező - magimpulzust a hosszú hullámhossz-tartományban hozzuk létre, majd frekvencia-konverzióval térünk át az *UV* tartományba, ahol rövid impulzusú erősítőkkel erősítjük fel a jelet. Az ilyen lézerrendszer 1-1. ábrán látható blokkséma szerinti felépítésének előnye, hogy a frekvencia-konverzió elegendő szabadságot biztosít ahhoz, hogy mind a rövid impulzusok keltésének, mind a már konvertált *UV* impulzusok erősítésének hullámhosszát úgy lehessen megválasztani, ahogy az technikailag a legelőnyösebb.

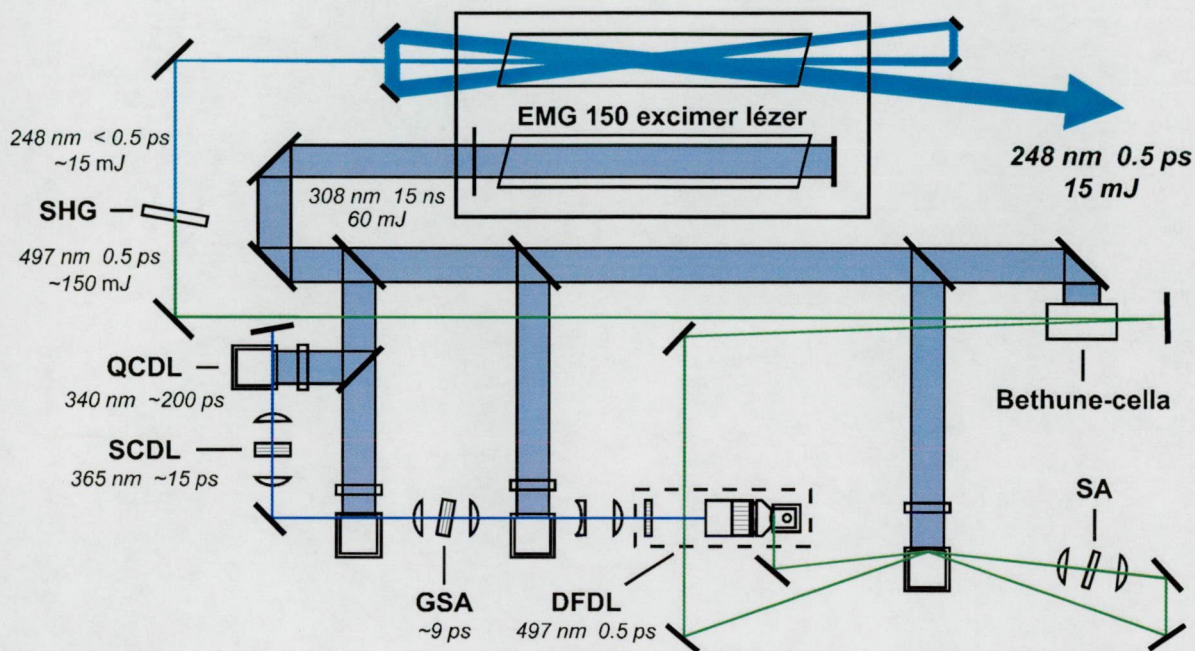


1-1. ábra

A nagy intenzitású *UV* lézerek felépítésének blokksémája [23]

Az elrendezés másik fontos előnye az, hogy a rövid impulzusok erősítését részben a keltés hullámhosszán, részben pedig az *UV* hullámhosszon lehet elvégezni, és a frekvencia-konverzió a két erősítőláncot az erősítés folyamán keltett spontán sugárzás (ami jelen esetben az erősítők zaját jelenti) szempontjából szeparálni tudja. A frekvencia-konverzió

továbbá - helyes beállítás esetén - a rövid impulzusok térbeli tulajdonságait is képes jelentősen javítani [24]. Az 1-2. ábrán a fent ismertetett séma egyik gyakorlati megvalósulásának vázlata látható, melyet Szatmári Sándor és munkatársai fejlesztettek ki. A bemutatott rendszerben a rövid impulzusokat egy *XeCl* excimer lézerrel gerjesztett kaszkád festéklézer-rendszer szolgáltatja, amelyben az egymást követő festéklézerek - a relaxációs oszcillációk impulzusidőt rövidítő hatását kihasználva - egyre rövidebb impulzusokat állítanak elő [25].



1-2. ábra

Nagy intenzitású lézerrendszer felépítése

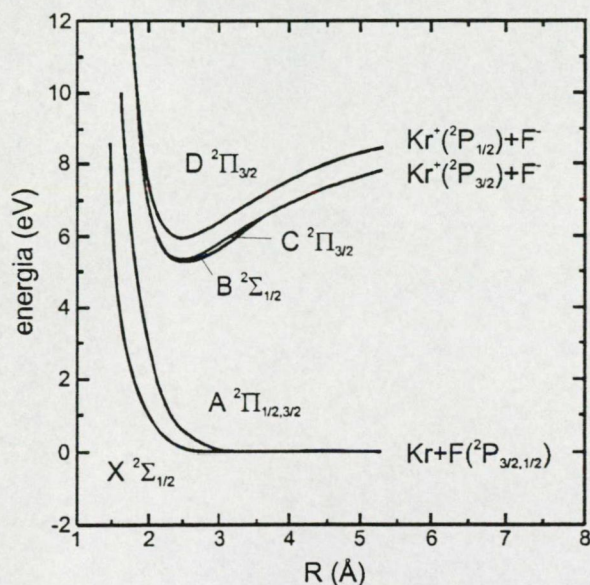
(QCDL: kioltott festéklézer, SCDL: rövid rezonátorú festéklézer, GSA: kapuzott telítődő abszorbens, DFDL: elosztott visszacsatolású festéklézer, SA: telítődő abszorbens, SHG: második harmonikus előállítás)

A festéklézer központi eleme egy ún. *elosztott visszacsatolású festéklézer (distributed feedback dye laser, DFDL)*, amely 500 fs impulzusidejű, 496 nm hullámhosszúságú magimpulzusokat szolgáltat [26]. A rövid impulzusok energiáját egy három elemű festékerősítő-lánc 150-200 μJ -ra erősíti fel. A felerősített jelet nemlineáris kristály (*BBO*) segítségével transzformáljuk - frekvenciakétszerezés útján - 248 nm-re, amely a *KrF* excimer működési hullámhossza. A frekvenciakétszerezés során 15-20 μJ -ra lecsökkent energiájú impulzusokat egy ún. *döntött tengelyű (off-axis)* elrendezésű *KrF* excimer erősítő segítségével erősítjük fel (erről bővebben a 1.2 fejezetben lesz szó). A lézer kimenetén - az alkalmazott *KrF* erősítő paramétereitől függően - 15-30 mJ energiájú, 500 fs impulzushosszú, 248 nm hullámhosszúságú impulzusokat kapunk [23].

Az előzőek alapján nyilvánvaló, hogy a nagy intenzitású *UV* lézerek kulcsfontosságú eleme a rövid impulzusú *UV* erősítő. A továbbiakban tehát azoknak az erősítő anyagoknak a tulajdonságaival foglalkozunk, amelyek alkalmasak rövid, *UV* impulzusok erősítésére.

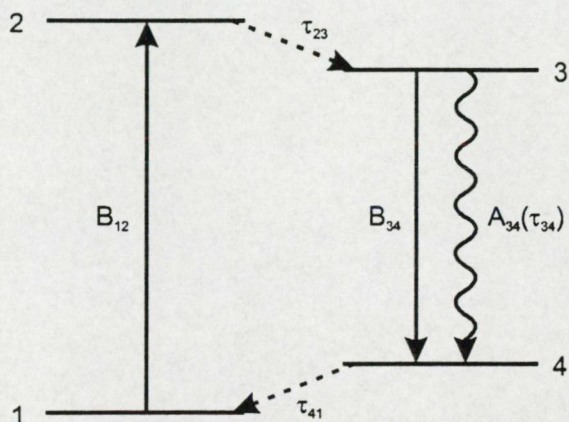
1.2. Az excimerek erősítési tulajdonságai

Az excimerek olyan nemesgáz atomból és halogén atomból álló kétatomos molekulák, amelyek csak gerjesztett állapotban léteznek, alapállapotba kerüléskor szinte azonnal disszociálnak (*excited dimer*). Ez olvasható le az 1-3. ábráról is, amely egy tipikus excimer, a *KrF* potenciális energiáját mutatja be az atomtörzsek egymástól mért távolságának függvényében.



1-3. ábra

A *KrF* molekula potenciálgörbéi [27]



1-4. ábra

A *KrF* molekula egyszerűsített termsémája

Az ábra felső részén a gerjesztett *KrF* ionos molekula potenciálgörbéi láthatók, melyek jól definiált minimummal rendelkeznek (stabil állapotok). Az alul látható görbék az alapállapotú molekula tasztító energia-görbéi, amelyek az atomtörzsek szeparációjának függvényében monoton csökkennek. A lézerátmenet a *B-X* energiaszintek között jön létre. A molekula lézerműködés szempontjából lényeges energiaszintjei az 1-4. ábrán láthatók. *KrF* esetén az ábrán feltüntetett τ_{23} relaxációs idő ~ 10 ns, a τ_{34} gerjesztett szint élettartam pedig a ns nagyságrendbe esik, míg a $4 \rightarrow 1$ átmenet pillanatszerűnek tekinthető. A gerjesztett szint rövid élettartamának, valamint a „pumpálás” - a gerjesztés sebessége és a τ_{23} időállandó által meghatározott - ennél ~ 10 -szer nagyobb időállandójának köszönhetően,

a 3-mal jelölt nívón elhelyezkedő atomok száma kicsi, és ezzel együtt az aktív anyagból pillanatszerűen kinyerhető

$$E_{mom} = h\nu nV = E_{sat} g_0 V \quad (1-3)$$

energia értéke is kicsi. Az (1-3)-ban $h\nu$ a lézerátmenethez tartozó fotonenergia értéke, n a 3-as gerjesztett szinten elhelyezkedő molekulák sűrűsége, V az aktív anyag térfogata, E_{sat} a telítési energiasűrűség, g_0 pedig a kisjelű erősítési tényező. A fenti időállandókhoz képest rövid (szub-pikoszekundumos) impulzussal a közeg által tárolt teljes optikai energiának (E_{tot}) tehát csak kis hányada nyerhető ki, amely jól közelíthető a következő kifejezéssel:

$$E_{tot} = E_{mom} \frac{T}{\tau}, \quad (1-4)$$

ahol T az erősítés fennállásának teljes időtartama, τ pedig a gerjesztett szint élettartama ($\tau=1/A$). KrF esetén $T/\tau \geq 10$ [28, 29].

Az excimerekben tárolt teljes energia rövid impulzusokkal történő kinyerésére tehát csak két mód van:

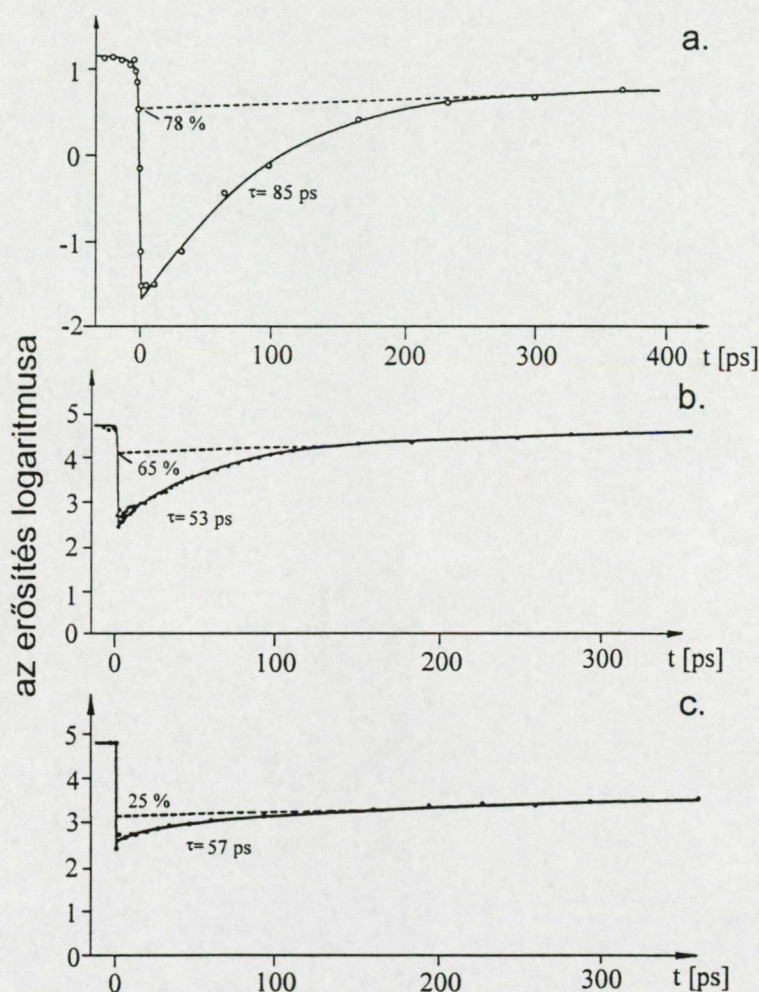
Az első lehetőség, hogy a rövid impulzust időben az erősítés időtartamával összemérhető hosszúságúra nyújtjuk, majd az erősítés után az impulzust eredeti hosszára nyomjuk össze. Ez az eljárás megfelel a szilárdtest lézerek számára - a nagy nemlinearitások elkerülése végett - kifejlesztett ún. *chirped pulse amplification (CPA)* erősítési séma excimerekben történő alkalmazásának.

A másik módszer azon alapul, hogy a teljes energia nagy részének kinyerését a pillanatnyilag tárolt energia egymás utáni, többszöri kinyerésével érjük el. Ennek megvalósítása vagy egyetlen impulzus *többszörös-áthaladású (multiple-pass)* erősítésével, vagy *multiplexelt* erősítési séma [30] alkalmazásával történhet, amely során az impulzust több, egymást követő impulzusra bontjuk, majd erősítés után újraegyesítjük.

Tekintettel arra, hogy a *CPA* eljárás excimerekre való alkalmazása a néhány nanoszekundumos impulzusidő igénye miatt technikailag nagyon nehezen megvalósítható, ezért a multiplexelés, illetve a többszörös erősítés alkalmazása jöhet számításba.

Megjegyzem, hogy a *CPA* sémát már sikeresen alkalmazták KrF erősítőkre [17, 31], de ezekben a kísérletekben az eljárás használatának célja nem a teljes tárolt energia kinyerése, hanem a nemlinearitások alacsony szinten tartása volt. Ehhez viszont nem volt szükséges az impulzusok nanoszekundumos impulzushosszra való kinyújtása, hanem elegendő volt jóval rövidebb (~ 10 ps) impulzusok használata is.

A különböző excimerek tulajdonságainak összehasonlítására az erősítés dinamikájának meghatározása a legalkalmasabb. Az ún. *pump-probe* technikán alapuló méréseket *XeF*-ra [32], *XeCl*-ra [33-35] és *KrF*-ra [34, 36, 37] végezték el. Az eljárás során a bemenő nyalábot egy erős - az erősítést jelentősen telítő - és egy gyenge - az erősítés teljes hossza alatt kisjelű erősítéssel erősödő - részre bontjuk. Az erősebb bemenő nyaláb erősítőn való áthaladása után a gyenge nyalábot változtatható késleltetéssel bocsátjuk át a vizsgálandó erősítőn. A gyenge nyaláb erősítésének mérésével a késleltetés függvényében az erősítő dinamikája meghatározható.



1-5. ábra

Az erősítés dinamikája: a. *XeF*, b. *XeCl* és c. *KrF* esetén [23]

A mérési eredményeket az 1-5. ábra mutatja, amelyről leolvashatóak a *XeF*, *XeCl* és *KrF* erősítő közegekben az erősítés relaxációjának 50-90 ps-os időállandói, valamint 78, 65 és 25%-os relatív amplitúdó értékei. Az erősítés relaxációja a *B*-szint rotációs relaxációjának, valamint a *C*→*B* relaxációnak tulajdonítható. A mérések azt mutatják, hogy

az 5 ps -nál rövidebb impulzusok számára a tárolt energiának XeF -ban csak 22%-a, XeCl -ban 38%-a míg KrF -ban már 75%-a kinyerhető. A mért értékek az $E_{\text{sat}} = 0.2, 0.85$ és 2.0 mJ/cm^2 telítési energiasűrűség értékeknek felelnek meg. A fenti eredmények szerint a három vizsgált anyag közül a KrF a legalkalmasabb a rövid impulzusok erősítésére.

Megjegyzem, hogy az ArF -ra vonatkozó mérések [38, 39] a KrF -hoz hasonló telítési energiasűrűséget mutattak, amely hasonló erősítési dinamikára utal, azonban a rövid, 193 nm -es működési hullámhossz következtében fellépő technikai nehézségek miatt az ArF lézerek eddig nem játszottak fontos szerepet a nagy intenzitású lézerimpulzusok keltésének területén.

1.3. Rövid fényimpulzusok erősítése KrF erősítőkben

Az excimer anyagok összehasonlítása után vizsgáljuk meg a rövid impulzusok erősítésére legalkalmasabbnak bizonyult KrF aktív anyagban történő erősítés folyamatát. Ehhez a *sebességi egyenleteket* használó tárgyalásmódot választjuk [40]. A következőkben egydimenziós esetet tekintve keressük a homogén közegben a z -tengely irányában terjedő, monokromatikus síkhullám megoldásokat. A monokromatikusság feltételezése szigorúan véve nem fér össze a rövid impulzusok fizikai képével, ugyanakkor ez a feltételezés egyenrangú azzal a megkötéssel, hogy az erősítés értéke minden hullámhosszra azonos kell legyen. Ez abban az esetben tekinthető jó közelítésnek, ha az erősítés sáv szélessége lényegesen nagyobb, mint az erősítendő jel spektrumának félértékszélessége. A modellben elhanyagoljuk az erősítő közeg diszperzióját, és az *erősített spontán sugárzás* (*amplified spontaneous emission, ASE*) hatását. Az előbbi feltétel használata azért kézenfekvő, mert KrF esetén az aktív anyag csaknem teljes egészében nemesgáz, amelynek diszperziója elhanyagolhatóan kicsi. Az utóbbi feltételt - az *ASE* elhanyagolását - pedig az indokolja, hogy a gerjesztett szint élettartama - ezzel együtt pedig az *ASE* időtartama is - 10 ns nagyságrendű, amely több mint négy nagyságrenddel meghaladja az erősítendő rövid impulzusok $\sim 100\text{ fs}$ -os impulzusidejét. Vegyük figyelembe a közeg nem telítődő abszorpcióját is, amelyet az excimer aktív anyagban jelen levő ionok és többszörösen gerjesztett atomok hatásának tulajdonítunk [41, 42]. (KrF esetén főként a Kr_2^+ és F^- ionok, valamint a kétszeresen gerjesztett Kr^{**} atomok tehetők felelőssé az abszorpcióért.)

A [42] alapján az erősítést leíró egyenletek a következők:

$$\frac{\partial I(t,z)}{\partial z} + c \frac{\partial I(t,z)}{\partial t} = cI(t,z)(g(t,z) - \alpha(t,z)), \quad (1-5)$$

$$\frac{\partial g(t,z)}{\partial t} = -\frac{g(t,z)I(t,z)}{E_{sat}}, \quad (1-6)$$

$$\frac{\partial \alpha(t,z)}{\partial t} = -\frac{\alpha(t,z)I(t,z)}{E_{sa}}, \quad (1-7)$$

ahol c a fénysebesség, $I(t,z)$ az impulzus intenzitása, $g(t,z)$ és $\alpha(t,z)$ az erősítési, illetve az abszorpció együtthatók, E_{sat} az erősítés telítési energiasűrűsége, E_{sa} az abszorpció telítési energiasűrűsége, amely feltételezésünk szerint nagyságrendekkel magasabb érték, mint az erősítéshez tartozó energiasűrűség. A (1-5) egyenlet írja le a foton transzportot, míg a (1-6) és (1-7) egyenletek adnak számot egy adott helyen az erősítési, illetve az abszorpció folyamatáról. Az abszorpció nagy telítési energiáját ($E_{sa} \gg E_{sat}$) figyelembe véve:

$$\alpha(t,z) \equiv \alpha = konstans, \quad (1-8)$$

és (1-6)-ból

$$g(t,z) = g_0 e^{-\frac{1}{E_{sat}} \int_{-\infty}^t I(t',z) dt'}, \quad (1-9)$$

ahol g_0 a kisjelű erősítési tényező. A (1-8) és (1-9) kifejezéseket (1-5) transzport egyenletbe helyettesítve a következő összefüggést nyerjük:

$$\frac{d\varepsilon(t,z)}{dz} + \alpha \varepsilon(t,z) + g_0 e^{-\varepsilon(t,z)} = g_0, \quad (1-10)$$

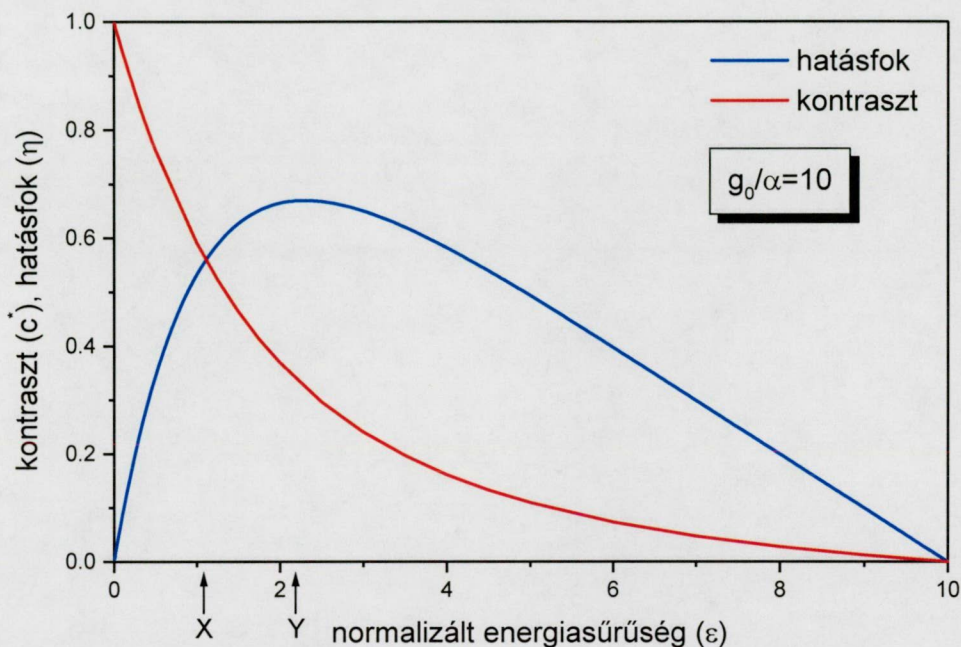
ahol $\varepsilon(t,z) = \frac{1}{E_{sat}} \int_{-\infty}^t I(t',z) dt'$. Vezessük be az $\varepsilon(z) = \varepsilon(t = \infty, z)$ *normalizált energiasűrűség*, továbbá a *lokális energiakinyerési hatásfok* (η) és a *kontraszt koefficiens* (c^*) fogalmát [42, 43]:

$$\eta = \frac{1}{g_0} \frac{d\varepsilon(z)}{dz}, \quad (1-11)$$

$$c^* = \frac{g_{eff}(z)}{g_0 - \alpha}, \quad (1-12)$$

ahol $g_{eff}(z) = \lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{1}{z} \ln \frac{E_{z+\Delta z}}{E_z}$ a rövid impulzus effektív erősítési tényezője, amely figyelembe veszi a telítődést és az abszorpciót is.

Tekintettel arra, hogy az UV hullámhossz tartományban nincsenek hatásosan működő gyors telítődő abszorbensek, amelyek az egymás utáni erősítő átmenetek között az ASE-t leválasztanák, ezért az energiakinyerés hatásfoka mellett a rövid impulzusú jel - ASE kontraszt is fontos értékmérője az excimer erősítőknek.

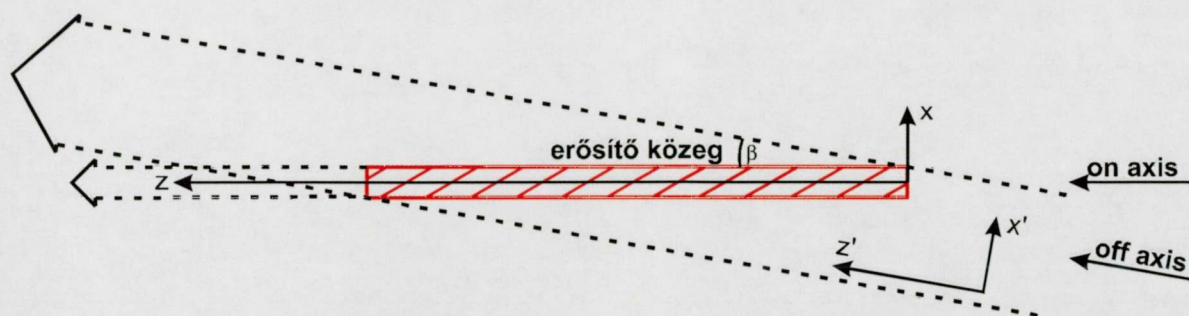


1-6. ábra

Az energiakinyerés hatásfoka és a kontraszt koefficiens a normalizált energiasűrűség függvényében [43]

Az η és c^* mennyiség értékeit KrF erősítő közeg esetén ($g_0/\alpha = 10$ [44, 45]) az 1-6. ábra mutatja. Az ábráról leolvasható, hogy a két mennyiség nem azonos energiasűrűség értékeknél veszi fel optimális értékét. A hatásfokra és a kontrasztra vonatkozó kompromisszum a telítési energiasűrűség ~ 1.1 , illetve ~ 2.2 -szeresénél állapítható meg attól függően, hogy előerősítőre (az ábrán X -szel jelölve) vagy végerősítőre (az ábrán Y -nal jelölve) optimalizálunk. Az 1-6. ábrán az is látható, hogy az η és c^* mennyiségek optimális értékei az energiasűrűség szűk tartományában vannak. Ebből következően az erősítés szempontjából az az ideális, ha több, rövid hosszúságú erősítőt tartalmazó láncot építünk, ahol az egyes erősítők között a bemeneti energiasűrűség értékét az ideális értékhez illesztjük, vagyis egyre nagyobb keresztmetszetű erősítőket alkalmazunk. Az elektromos kisüléssel gerjesztett excimer erősítők keresztmetszete azonban nem növelhető tetszőleges mértékben, hiszen ezt a lézer elektromos

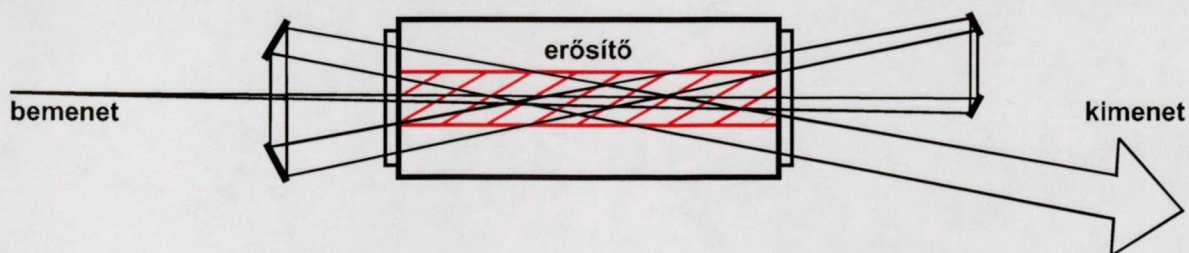
gerjesztőköreinek sebessége erősen korlátozza. A probléma megoldására Szatmári Sándor és munkatársai bevezették az ún. *döntött tengelyű* (*off-axis*) erősítési sémát [43, 46, 47], amely lehetővé teszi az erősítendő nyaláb számára az effektív keresztmetszet megnövelését és az effektív hossz lecsökkentését azáltal, hogy a nyalábot az erősítő optikai tengelyéből kimozdítva, ferdén bocsátjuk keresztül az erősítőn (lásd 1-7. ábra).



1-7. ábra

Az *off-axis* erősítés geometriája [46]

Itt jegyzem meg, hogy olyan közegek esetén, amelyekben a nem telítődő abszorpció elhanyagolható (pl. festék erősítők), a lokális energiakinyerés hatásfoka - az 1-6. ábrán bemutatott esettel ellentétben - monoton növekedő módon egyhez tart. A kontraszt koefficiens és az energiakinyerési hatásfok - ellentétes irányú változásuk következtében - ebben az esetben is csak egy szűk energiasűrűség-tartományban tekinthető optimálisnak, bár a látható hullámhosszakon - a jól működő gyors telítődő abszorbensek miatt - a kontraszt nem annyira kritikus paraméter mint az *UV* tartományban. Rövid impulzusok erősítésekor azonban az energiasűrűség növelésével - a szintén növekedő intenzitás miatt - az erősítő közegben fellépő nem kívánt nemlineáris folyamatok is felerősödnek, vagyis az - energiasűrűség kontrollját lehetővé tevő - *off-axis* elrendezés használata ilyen erősítő közegek esetén is ajánlott.



1-8. ábra

Három átmenetű *off-axis* erősítő elrendezés

Az *off-axis* elrendezés alkalmazásával egyazon erősítőt optimális működési paraméterek mellett - a nyaláb optikai tengelytől mért szögének helyes megválasztásával - többször is lehet használni. A séma excimer erősítőkre való alkalmazásának további gyakorlati előnye, hogy az erősített nyaláb térbeli eloszlása a kisülés hosszirányú inhomogenitását tükrözi, mely lényegesen kisebb, a konvencionális *tengely irányú (on-axis)* erősítés esetén fellépő keresztirányú inhomogenitásnál [46]. Az *off-axis* erősítési séma alkalmazásakor az energiakinyerés hatásfoka hasonló, a kontraszt viszont nagyságrendekkel jobb lehet, mint a konvencionális *on-axis* elrendezés esetén [43]. Egy három átmenetű *off-axis* excimer erősítő képe az 1-8. ábrán látható.

Megjegyzem, hogy az excimerek rövid energiatárolási idejéből adódó korlátok áttörésében is jelentős segítséget nyújt az *off-axis* elrendezés, hiszen alkalmazásával az energiasűrűség optimális szinten tartásával a pillanatnyilag tárolt energia többször is kinyerhető. Azonban geometriai okokból (már három erősítő átmenet teljesen kihasználja az erősítés időtartamát, míg az erősítés újraéledésének időállandója ~ 10 impulzus erősítését is lehetővé tenné) a teljes tárolt energia kinyerése csak az *off-axis* erősítési séma és a multiplexelés egyidejű alkalmazásával várható.

1.4. A rövid fényimpulzusok matematikai reprezentációja

A rövid fényimpulzusok elektromágneses hullámcsomagok, amelyeket az $E(t, r)$ elektromos térerősségvektorral lehet jellemezni. A későbbiekben a fényimpulzusok terjedésekor lejátszódó olyan folyamatokat kívánunk tanulmányozni, amelyek nem változtatják meg az impulzus térbeli eloszlását és polarizációs tulajdonságait. Éppen ezért használhatjuk az egydimenziós, skalár tárgyalásmódot. A következő gondolatmenet a [48, 49]-re támaszkodva épül fel.

Tekintsünk egy, a z -tengely irányában terjedő fényimpulzust. A tengely valamely z pontjában az impulzus mind *idő*-, mind pedig *frekvencia-képben* leírható. A két reprezentáció egyenértékű, közöttük a *Fourier-transzformáció* teremt kapcsolatot:

$$E(\omega, z) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t, z) e^{-i\omega t} dt, \quad (1-13)$$

$$E(t, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega, z) e^{i\omega t} d\omega. \quad (1-14)$$

Mivel az $E(t, z)$ térerősség valós mennyiség, ezért az $E(\omega, z)$ spektrális térerősség olyan komplex függvény, amelyre fennáll, hogy

$$E(-\omega, z) = E^*(\omega, z), \quad (1-15)$$

ahol csillaggal jelöltük a komplex konjugáltat.

A gyakorlatban előállítható impulzusok jelentős része *kvázi-monokromatikusnak* tekinthető, mivel a $\Delta\omega$ sávszélességük jóval kisebb az ω_0 központi körfrekvencia értékénél:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \ll 1. \text{ Továbbá feltételezhető, hogy hullámhossznyi távolság megtétele alatt az}$$

impulzus alakja keveset változik a közegbeli terjedés során fellépő folyamatok következtében. Ekkor egy periódus alatt a térerősség amplitúdója térben és időben alig változik, érdemes tehát bevezetni az impulzus burkolójának fogalmát [50, 51]:

$$E(t, z) = \frac{1}{2} A(t, z) e^{i(\omega_0 t - k_0 z)} + k.k., \quad (1-16)$$

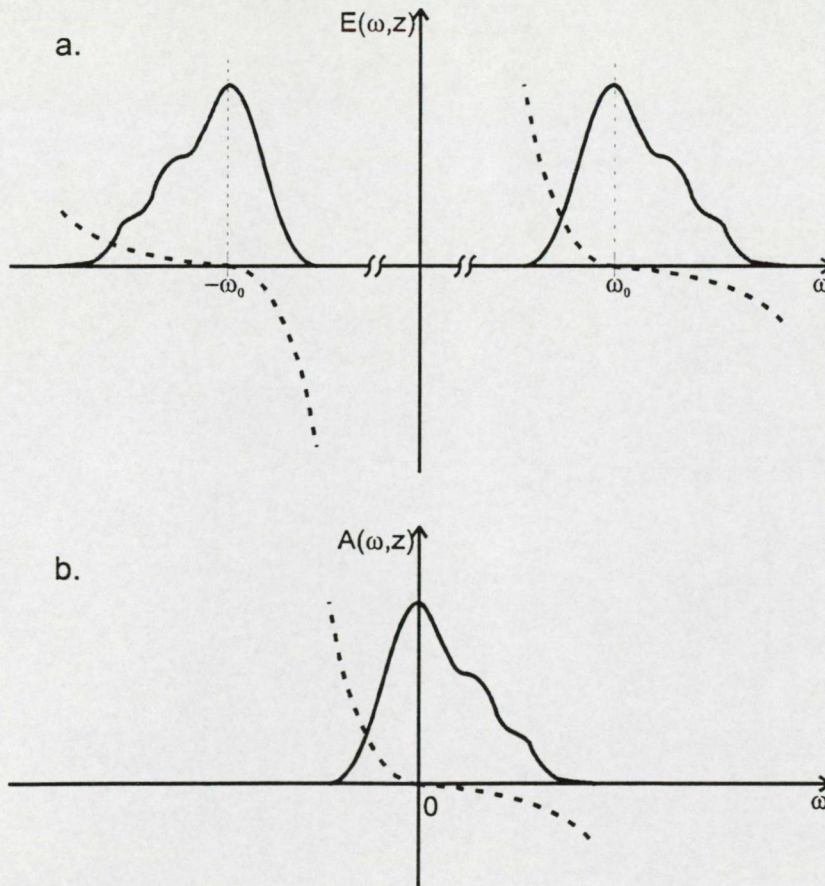
ahol $A(t,z)$ a komplex burkoló, $k_0 = \frac{\omega_0 n(\omega_0)}{c}$ a hullámszám központi frekvencián felvett értéke, n a közeg valós törésmutatója, $k.k.$ pedig a komplex konjugáltat jelöli.

Mivel a térerősség amplitúdója egy periódus alatt konstansnak tekinthető, fennáll a következő két egyenlőtlenség:

$$\left| \frac{\partial^m A(t,z)}{\partial t^m} \right| \ll \omega_0 \left| \frac{\partial^{m-1} A(t,z)}{\partial t^{m-1}} \right|, \quad (1-17)$$

$$\left| \frac{\partial^m A(t,z)}{\partial z^m} \right| \ll k_0 \left| \frac{\partial^{m-1} A(t,z)}{\partial z^{m-1}} \right|. \quad (1-18)$$

Azt a közelítést amelyben a magasabb rendű differenciálhányadosokat elhanyagoljuk *lassan változó burkolójú közelítésnek* (*slowly varying envelope approximation, SVEA*) nevezzük. Ez a közelítés 100 fs-nél hosszabb impulzusok esetén (amelyek a látható hullámhossz-tartományban több mint 30 periódust tartalmaznak) jogosan használható.



1-9. ábra

Az $E(\omega, z)$ komplex spektrális térerősség (a. ábra) és az $A(\omega, z)$ komplex spektrális burkoló (b. ábra) (Az amplitúdót folytonos vonal, a fázist szaggatott vonal jelöli.)

A (1-14) egyenletet (1-16)-be helyettesítve és felhasználva a (1-15) tulajdonságot, továbbá bevezetve a $\omega' = \omega - \omega_0$ változót könnyen belátható, hogy

$$A(t, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\omega_0}^{\infty} 2E(\omega_0 + \omega', z) e^{i(\omega' t + k_0 z)} d\omega' = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega, z) e^{i\omega t} d\omega, \quad (1-19)$$

ahol

$$A(\omega, z) = \begin{cases} 2E(\omega_0 + \omega, z) e^{ik_0 z}, & \omega > -\omega_0, \\ 0, & \omega < -\omega_0. \end{cases} \quad (1-20)$$

Látható, hogy az $A(t, z)$ komplex burkoló függvény *Fourier-transzformáltja* a konstans $e^{ik_0 z}$ fázistag erejéig megegyezik a spektrális térerősség pozitív frekvenciákon felvett értékeivel (elcsúsztatva azokat $-\omega_0$ értékkel; lásd 1-9. ábra).

Legyen a komplex burkoló alakja a következő:

$$A(t, z) = a(t, z) e^{i\varphi(t, z)}, \quad (1-21)$$

ahol az $a(t, z)$ amplitúdó és a $\varphi(t, z)$ fázis valós függvények. Ekkor az elektromos térerősség az alábbi formában írható:

$$E(t, z) = a(t, z) \cos(\omega_0 t - k_0 z + \varphi(t, z)). \quad (1-22)$$

Az alábbiakban ismertetjük azokat a fontosabb fogalmakat, amelyeket a fejezet későbbi részeiben felhasználunk.

A *pillanatnyi frekvenciát* a következő kifejezés adja meg:

$$\omega(t, z) = \omega_0 + \delta\omega(t, z), \quad (1-23)$$

ahol

$$\delta\omega(t, z) = \frac{\partial\varphi(t, z)}{\partial t}. \quad (1-24)$$

Az impulzust *fázismoduláltnak* nevezzük, ha

$$\varphi(t, z) \neq \text{konst.}, \quad (1-25)$$

és *frekvenciamoduláltnak*, ha

$$\frac{\partial\varphi(t, z)}{\partial t} \neq \text{konst.} \quad (1-26)$$

Az impulzus intenzitása a *Poynting-vektor* nagyságának egy periódusra vett időátlaga:

$$I(t, z) = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \langle E^2(t, z) \rangle_T = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} |A(t, z)|^2 = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon c}{n} |A(t, z)|^2, \quad (1-27)$$

ahol $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$ a vákuumbeli fénysebesség, $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$ a közeg abszolút permittivitása,

$\mu = \mu_r \mu_0$ az abszolút permeabilitása, n pedig a törésmutatója. A spektrális intenzitás pedig:

$$I(\omega, z) = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} |A(\omega, z)|^2 = \frac{\varepsilon c}{\pi n} |A(\omega, z)|^2. \quad (1-28)$$

Jelöljük az impulzusidőt (az időbeli intenzitás félértékszélességét) τ -val, a sáv szélességet (a spektrális intenzitás félértékszélességét) pedig $\Delta\omega$ -val. A *Fourier-transzformáció* tulajdonságaiból következik [52], hogy

$$\frac{\Delta\omega}{2\pi} \tau \geq c_B, \quad (1-29)$$

ahol c_B az impulzus alakjától függő, egység nagyságrendű állandó, amelynek értékét a fontosabb impulzusalakokra az 1-1. táblázat tartalmazza. Megjegyezzük, hogy az (1-29) egyenlőtlenség tulajdonképpen a *Heisenberg-féle határozatlansági reláció* fényimpulzusokra vonatkozó alakja. Amennyiben (1-29)-ben az egyenlőség esete áll fenn, akkor az impulzust *transzformáció-limitáltnak* vagy *Fourier-limitáltnak* nevezzük.

elnevezés	az impulzus alakja	c_B
<i>Gauss-profil</i>	$I(t) = e^{-4 \ln 2 \left(\frac{t}{\tau}\right)^2}$	$\frac{2 \ln 2}{\pi} \approx 0.4413$
<i>Lorentz-profil</i>	$I(t) = \frac{1}{1 + 4 \left(\frac{t}{\tau}\right)^2}$	$\frac{\ln 2}{\pi} \approx 0.2206$
<i>szekáns hiperbolikus profil</i>	$I(t) = \sec^2 \left(2 \operatorname{arch} \sqrt{2} \left(\frac{t}{\tau} \right) \right)$	$\left(\frac{2 \operatorname{arch} \sqrt{2}}{\pi} \right)^2 \approx 0.3148$

1-1. táblázat

Fontos impulzusalakok [53] (a táblázatban τ a félértékszélességet jelöli)

Itt jegyzem meg, hogy az irodalomban sok helyen a *Fourier-transzformációban* szereplő fázisok definíciójában - az (1-13) és (1-14) egyenletekben szereplő fázisokhoz képest -

ellentétes előjeleket használnak. Ily módon az (1-16)-ben szereplő fázist $-i(\omega_0 t - k_0 z)$ alakban kell felvenni, és minden olyan egyenletben, amelyben a komplex burkoló szerepel az i -t tartalmazó tagokat ellenkező előjellel kell figyelembe venni. A jelen dolgozatban mindvégig következetesen az (1-13), (1-14) és az (1-16) egyenletek által bevezetett jelölésmódot fogom alkalmazni.

1.5. A rövid fényimpulzusok terjedése

A rövid fényimpulzusok terjedési egyenletének levezetése az *F-1. függelékben* található. Az impulzus komplex burkolójára nyert egyenlet alakja a következő:

$$\frac{\partial A(t, z)}{\partial z} - \frac{i}{2} \left(\frac{\partial^2 k(\omega)}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_0} \frac{\partial^2 A(t, z)}{\partial t^2} = -i \frac{\mu_0 \omega_0^2}{2k_0} \bar{P}_{NL}(t, z), \quad (1-30)$$

ahol $A(t, z)$ az impulzus komplex burkolója, $\bar{P}_{NL}(t, z)$ a nemlineáris polarizáció (F1-14) egyenletben bevezetett komplex burkolója, $\left(\frac{\partial^2 k(\omega)}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_0}$ mennyiség a közeg *csoportsebesség-diszperziójáról* (*group velocity dispersion; GVD*) ad számot másodrendben, μ_0 a vákuum permeabilitása, ω_0 és k_0 az impulzus (1-16) kifejezésben bevezetett központi frekvenciája, és az ehhez a frekvenciához tartozó hullámszáma.

Az (1-30) egyenletet az *impulzussal együtt mozgó vonatkoztatási rendszerben* írtuk fel, az egyenlet levezetésénél alkalmaztuk a *SVEA* közelítést, valamint az anyagi diszperziót csak másodrendig vettük figyelembe.

a. Impulzusterjedés diszperzív, lineáris közegben

Most vizsgáljuk meg az impulzusterjedést lineáris közeg esetén. Ekkor az (1-30) egyenletben $\bar{P}_{NL} = 0$, így a frekvenciaképbeli tárgyalásmód egyszerűvé válik (lásd *F-1. függelék*). Ennek megfelelően a folyamatot leíró egyenlet a

$$\frac{\partial A(\omega - \omega_0, z)}{\partial z} = -\frac{i}{2} \left(\frac{\partial^2 k(\omega)}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 A(\omega - \omega_0, z) \quad (1-31)$$

alakra egyszerűsödik, amelynek megoldása:

$$A(\omega - \omega_0, z) = A(\omega - \omega_0, 0) e^{-\frac{i}{2} \left(\frac{\partial^2 k(\omega)}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 z} \quad (1-32)$$

Amint az (1-32) megoldásból látszik, a közeg *GVD*-je az impulzus spektrális alakját nem módosítja, hanem a spektrális komponensek között kvadratikusan fáziskülönbséget hoz létre a frekvencia függvényében. Belátható, hogy a *GVD* által okozott spektrális fáziskülönbség lineáris frekvenciamodulációt eredményez és a kezdetben transzformáció-limitált impulzusok esetén (melyek spektrális komponensei azonos fázisúak) ez a folyamat az impulzus hosszának megnövekedéséhez vezet.

Az anyagok diszperziójuk következtében *GVD*-vel rendelkeznek, amely másodrendben a következőképpen jellemezhető:

$$\frac{d^2 k}{d\omega^2} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (1-33)$$

Az optikai anyagok többsége a látható és az *UV* hullámhossz-tartományban normális diszperziót mutat (a rövidebb hullámhosszak felé haladva a törésmutató értéke növekszik), amelynek következtében - az (1-33) összefüggés szerint - ezek az anyagok pozitív *GVD*-vel rendelkeznek. Az (1-32) megoldás szerint a rövid impulzusok az ilyen közegekben való terjedésük során kiszélesednek.

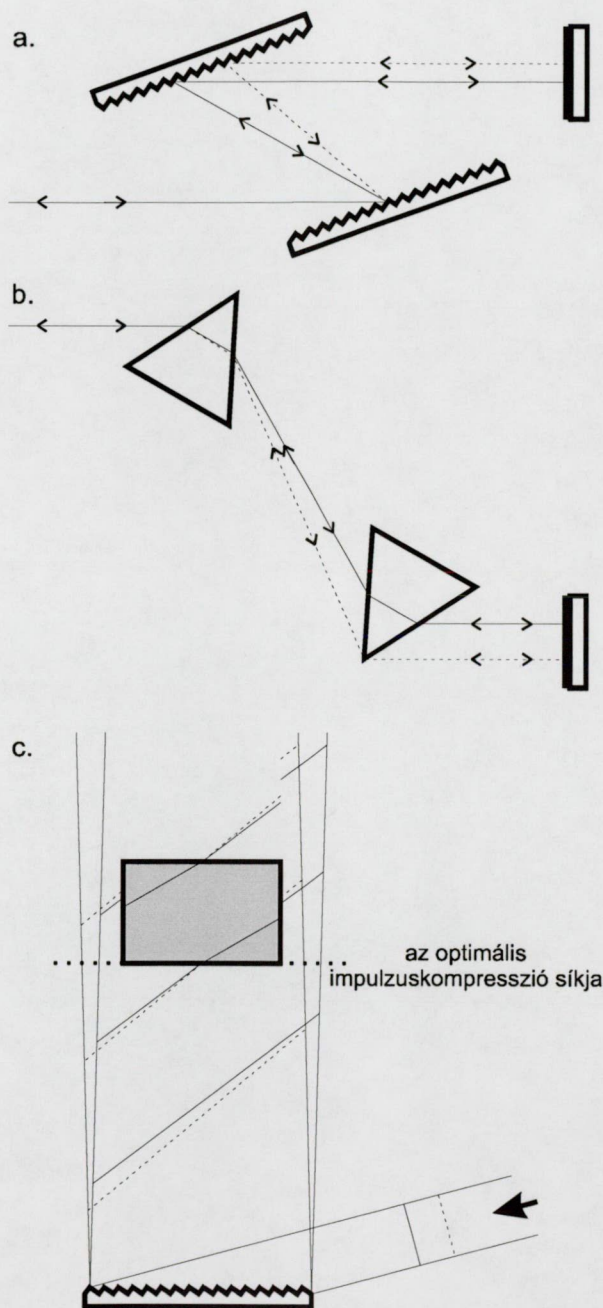
Vezessük be továbbá a *GVD* által létrehozott frekvenciamoduláció mértékének jellemzésére az L_D diszperziós hosszat:

$$L_D = \frac{\tau_0^2}{\left(\frac{d^2 k}{d\omega^2} \right)_{\omega_0}}, \quad (1-34)$$

ahol τ_0 a *transzformáció-limitált* impulzus hossza. A kezdetben *transzformáció-limitált Gauss-impulzusok* impulzusideje a közegbeli terjedés során $l = \frac{\sqrt{3}}{4 \ln 2} L_D \approx 0.6247 L_D$ út megtétele után kétszereződik meg.

Az (1-32) megoldásból az is látszik, hogy több, egymás után elhelyezkedő közegben való terjedés során az egyes közegek által létrehozott fázistolások összeadódnak. Ez teszi lehetővé az ún. *impulzus kompresszorok* működését. Ezek olyan optikai eszközök, amelyeknek - a normális diszperziójú anyagokkal ellentétben - negatív *GVD*-jük van. Az anyagok pozitív *GVD*-jétől korábban kiszélesedett impulzust megfelelő hosszúságú - negatív *GVD*-jú - kompresszoron (mely a korábbiakkal egyező nagyságú, de ellentétes

előjelű fázistolást hoz létre) átbocsátva, az impulzus „összenyomódik”. Az első ilyen eszközt - amely képes volt a kiszélesedett impulzusok összenyomására - *E.B. Treacy* konstruálta a '60-as évek végén [54]. Ez az eszköz két, egymástól l távolságra párhuzamosan elhelyezett optikai rácsból áll (1-10.a ábra), és GVD -je a rácscok távolságával arányos.



1-10. ábra

Impulzuskompresszor típusok: **a.** rácscok kompresszor [54], **b.** prizmás kompresszor [55], **c.** az anyagi diszperzió kompenzálása térben fejlődő frekvenciamoduláció segítségével [59] (A folytonos vonal a hosszabb hullámhosszúságú, a szaggatott vonal pedig a rövidebb hullámhosszúságú spektrális komponensek nyalábmenetét, illetve fázisfrontját jelöli.)

A '80-as évek közepén *Bor Zsolt* és *Rácz Béla* [55] mutattak rá arra, hogy az impulzus frontja szögdiszperzióval rendelkező elemeken való áthaladás során γ szöggel megdől a fázisfronthoz képest. Az impulzusfront dőlési szögét a következő kifejezés adja meg:

$$\tan \gamma = \lambda \frac{d\varepsilon}{d\lambda}. \quad (1-35)$$

Ez a felismerés vezette őket a prizmás kompresszor megalkotásához (1-10.b ábra).

Ezzel egyidőben, *O.E. Martínez* és munkatársai [56] kimutatták, hogy már egyetlen szögdiszperzióval rendelkező optikai elem is létrehozza a negatív *GVD*-t, melynek nagysága:

$$\frac{d^2 k}{d\omega^2} = -\frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \left(\frac{d\varepsilon}{d\lambda} \right)^2. \quad (1-36)$$

Rámutattak arra is, hogy a konvencionális kompresszorokban az első bontóelem után térben fejlődő negatív frekvenciamoduláció jön létre, a második bontó elem - a nyaláb párhuzamosításával - csak rögzíti az addig kifejlődött fázismoduláció mértékét. Ezen felismerések őket is a prizmás kompresszor gondolatára vezették [57].

E mechanizmus ismeretében *Szalmári Sándor* és munkatársai azt javasolták, hogy az olyan kísérletek esetén, amikor csak egyetlen síkban kell, hogy az impulzus komprimált legyen (tipikusan ilyenek az ún. targetkísérletek) a kompresszor második bontóelemét el lehet hagyni [58]. *Szalmári Sándor* és munkatársai azt is felismerték, hogy az egy bontóelemet tartalmazó kompresszorral nem csak a korábban akumulálódott frekvenciamodulációt lehet utólag kompenzálni, hanem a bontóelem alkalmas megválasztásával a diszperzív közegek *GVD*-je is térben elosztva folyamatosan kompenzálható. Ebben az esetben a bontóelem után elhelyezett diszperzív közegben a rövid impulzus mindvégig megőrzi komprimált állapotát (1-10.c ábra) [59].

b. Önfázismoduláció

i. Kerr-típusú önfázismoduláció

Vizsgáljuk meg a homogén, harmadrendű nemlinearitással rendelkező közegekben fellépő hatásokat. Ebben az esetben (1-30) egyenlet az *F-2. függelékben* részletezett módon a következő alakra egyszerűsödik:

$$\frac{\partial A(t,z)}{\partial z} = -i \frac{\omega_0}{c} \frac{n_2}{2} A(t,z) |A(t,z)|^2 A(t,z), \quad (1-37)$$

ahol feltételeztük, hogy az impulzus τ hossza lényegesen meghaladja a közeg nemlineáris válaszának τ_{NL} időállandóját, elhanyagoltuk a közeg diszperzióját és bevezettük a közeg $n_2 = \frac{3}{4} \frac{\chi^{(3)}}{n_0}$ nemlineáris törésmutatójának fogalmát.

A komplex burkoló (1-21) alakját használva (1-37) két egyenletre bontható, amelyek az amplitúdó és a fázis fejlődését írják le a terjedés során [60]:

$$\frac{\partial a(t,z)}{\partial z} = 0, \quad (1-38)$$

$$\frac{\partial \varphi(t,z)}{\partial z} = -\frac{\omega_0}{c} \frac{n_2}{2} a^2(t,z). \quad (1-39)$$

Az amplitúdó és a fázis analitikus megoldása ekkor

$$a(t,z) = a_0 f(t), \quad (1-40)$$

$$\varphi(t,z) = -\frac{\omega_0}{c} \frac{n_2}{2} \int_0^z a_0^2 f^2(t) dz' = -\frac{\omega_0}{c} \frac{n_2}{2} a_0^2 f^2(t) z, \quad (1-41)$$

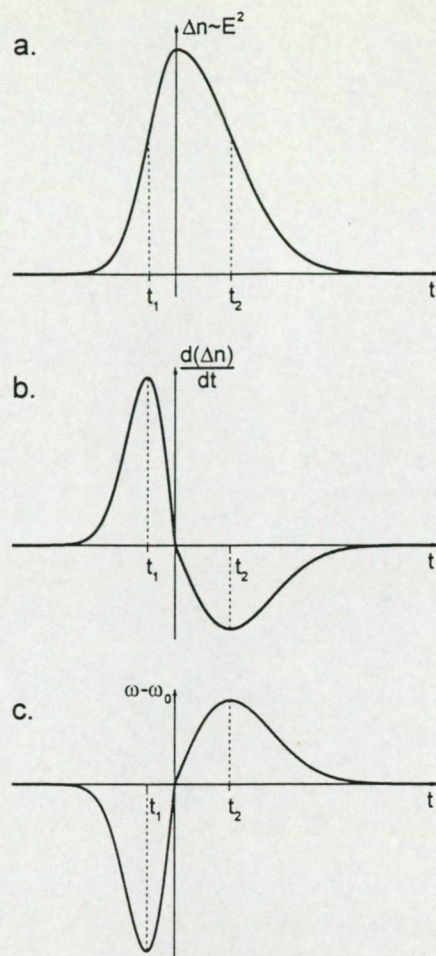
ahol $f(t)$ a bemenő térerősség valós burkolójának alakját jelöli. Az (1-41) kifejezésből kitűnik, hogy az impulzus - a terjedés során - saját fázisát változtatja meg a közeg nemlineáris csatolása által. Ezért hívják ezt a folyamatot *önfázismodulációnak (self-phase modulation; SPM)*.

Vizsgáljuk meg a következményeit annak, hogy az impulzus fázisa az (1-41)-ben leírt módon megváltozik!

A pillanatnyi frekvencia központi frekvenciától való eltolódása (1-24) szerint:

$$\delta\omega(t) = -\frac{\omega_0}{c} \frac{n_2}{2} a_0^2 z \frac{df^2(t)}{dt}. \quad (1-42)$$

Ez a frekvencia-eltolódás, amely az impulzus burkolójának idő szerinti differenciálhányadosával arányos, új spektrális komponensek megjelenésére utal, amely az impulzus spektrumának kiszélesedését jelenti (lásd 1-11. ábra).



1-11. ábra

Új spektrális komponensek megjelenése az önfázismoduláció következtében [60]: **a.** az önfázismoduláció által létrehozott törésmutató-változás, **b.** a fázistolás idő szerinti differenciálhányadosa és **c.** a pillanatnyi frekvencia. Az ábrákon t_1 és t_2 az impulzusalak inflexiók pontjainak helyét jelöli

Amint az az 1-11. ábráról is leolvasható; az impulzus felfutó éle a hosszabb, míg lefutó éle a rövidebb hullámhosszú komponensek létrejöttéért felelős. Az SPM által kiszélesedett spektrum kvázi-periodikus oszcillációkat tartalmaz. Ez annak köszönhető, hogy a fázis időbeli alakja megegyezik az impulzus alakjával, amely általában harang görbére hasonlít. A harang alakú görbe felfutó és lefutó éle is tartalmaz egy-egy inflexiók pontot (t_1 és t_2 időpillanatokban), ahol a fázisgörbe meredeksége maximális, ez felel meg a legnagyobb spektrális eltolódásnak a hosszú, illetve a rövid hullámhosszú oldalon. Mivel az inflexiók pont két oldalán minden egyes pontnak megvan az azonos meredekségű párja, így ezek ugyanazt a frekvenciájú komponens eredményezik. A két azonos meredekségű ponthoz tartozó hullámok fázisa azonban eltér egymástól, ezért az interferenciájuk eredményeképp létrejövő spektrális komponens intenzitása nagy lesz, ha a fáziskülönbség 2π többszöröse (konstruktív interferencia), és kicsi akkor, ha a fáziskülönbség π páratlan számú

többszöröse (destruktív interferencia). Ez az interferencia alakítja ki az *SPM*-re jellemző modulált spektrális alakot. A spektrális csúcsok számának becsléséhez, csak a fázistolás maximális értékének ismeretére van szükség (ugyanis minden oldalon $N \approx \varphi_{\max} / 2\pi$ periódus várható) [61].

Fontos megjegyezni, hogy az (F2-3) alakú harmadrendű nemlinearitás - bár ez a fenti egydimenziós tárgyalásból nem derül ki - az *önfázismoduláció* mellett *önfókuszálást* is okoz. Az önfókuszálás a legtöbb esetben nemkívánatos jelenség, bár az alkalmazására is van példa (pl. Kerr-lencsés módusszinkronizálás). A fényvezető optikai szálak megjelenésével lehetőség nyílt arra, hogy az önfókuszálástól függetlenül lehessen erős önfázismodulációt létrehozni, hiszen az optikai szál hullámvezetőként nem engedi a nyaláb keresztirányú méretének megváltozását megakadályozva az önfókuszálás kialakulását.

Végül megjegyezzük, hogy a nemlinearitás mértékének kvantitatív jellemzésére a

$$B(t, z) \equiv \varphi_{NL}(t, z) = \frac{\omega_0}{c} \int_0^z \frac{n_2}{2} |A(t, z')|^2 dz' = \frac{\omega_0}{c} \int_0^z \gamma I(t, z') dz' \quad (1-43)$$

mennyiséget szokás bevezetni, amelyet *B-integrálnak* hívnak [62]. Amennyiben a teljes útra számított *B-integrál* értéke nem haladja meg π -t, akkor - a legtöbb alkalmazás szempontjából - a fényimpulzus terjedésekor fellépő nemlinearitások elhanyagolhatók.

ii. A telítődés által kiváltott önfázismoduláció

Rövid, intenzív impulzusok erősítőkben, illetve abszorbensekben való terjedése során az erősítés, illetve az abszorpció gyakran telítődik. Ismeretes, hogy az anyag

$$n(\omega) = n(\omega) + i \frac{\alpha(\omega)c}{2\omega} \quad (1-44)$$

komplex törésmutatójának valós része az $n(\omega)$ törésmutató, képzetes része, illetve az $\alpha(\omega)$ pedig az abszorpciót írja le [63]. Az $n(\omega)$ és $\frac{\alpha(\omega)c}{2\omega}$ közötti kapcsolatot a *Kramers-Kronig relációk* írják le [64]. Ha a komplex törésmutató képzetes része a telítés következtében megváltozik, az maga után vonja a valós rész megváltozását is:

$$\Delta n(\omega) = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta \alpha(\omega')c}{2\omega'} \frac{1}{\omega - \omega'} d\omega' = \Delta N \frac{c}{2\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sigma_{abs}(\omega') + \sigma_{em}(\omega')}{\omega'(\omega - \omega')} d\omega', \quad (1-45)$$

ahol ΔN a fény által kiváltott populációcsökkenést, σ_{abs} és σ_{em} pedig az abszorpciós és emissziós hatáskeresztmetszetet jelöli. Az (1-45)-ben szereplő P arra utal, hogy a

kifejezésben a szingularitást tartalmazó határozott integrál *Cauchy-féle főértéke* szerepel. A fentiekből következik, hogy telítés esetén a törésmutató értéke az impulzus áthaladása alatt megváltozik, amely önfázismodulációhoz vezet [65, 66].

1.6. A rövid fényimpulzusok frekvenciakétszerezése

a. A frekvenciakétszerezést leíró egyenletek

A rövid impulzusok frekvenciakétszerezésére vonatkozó elmélet kidolgozására a '60-as évek végén került sor, és *S.A. Akhmanov* és munkatársai nevéhez fűződik [67, 68]. A következőkben röviden összefoglaljuk az elmélet legfontosabb elemeit.

A frekvenciakétszerezés másodrendű nemlinearitással rendelkező anyagokban lép fel. Az *F-3. függelékben* leírt módon a folyamat leírására a következő egyenleteket kapjuk:

$$\frac{\partial A_1(t, z)}{\partial z} - \frac{i}{2} \left(\frac{\partial^2 k(\omega)}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_1} \frac{\partial^2 A_1(t, z)}{\partial t^2} = -i\kappa_1 A_1^*(t, z) A_2(t, z) e^{i\Delta k z}, \quad (1-46)$$

$$\frac{\partial A_2(t, z)}{\partial z} + \nu \frac{\partial A_2(t, z)}{\partial t} - \frac{i}{2} \left(\frac{\partial^2 k(\omega)}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_2} \frac{\partial^2 A_2(t, z)}{\partial t^2} = -i\kappa_2 A_1^2(t, z) e^{-i\Delta k z}, \quad (1-47)$$

ahol t és z az alapharmonikussal együtt haladó koordinátarendszer változói, $\nu = \frac{1}{v_{g2}} - \frac{1}{v_{g1}}$

az alap- és a felharmonikus közegbeli csoportsebességeiből képzett érték amely az

impulzusok egymásról való lemozdulását veszi figyelembe, a $\kappa_1 = \frac{\omega_1^2 d_{eff}}{c^2 k_1}$, $\kappa_2 = \frac{2\omega_1^2 d_{eff}}{c^2 k_2}$.

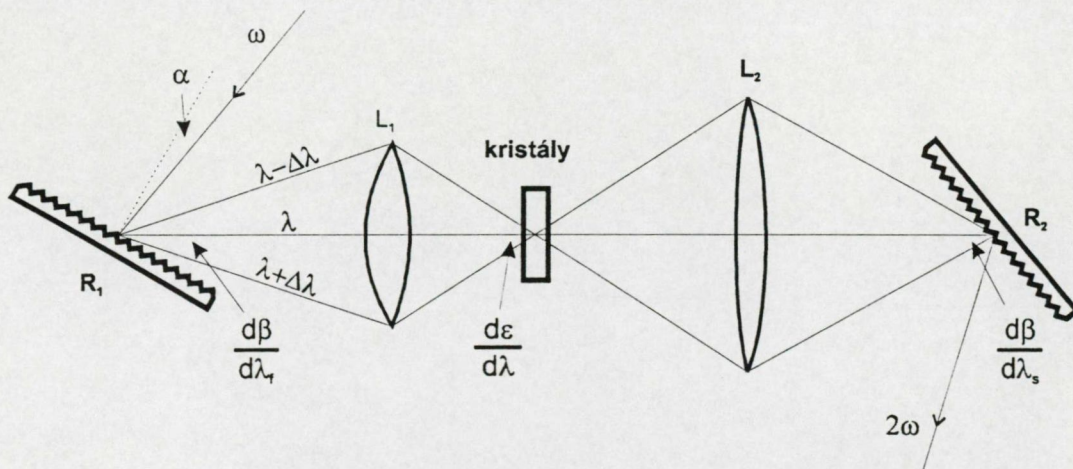
konstansok pedig a nemlinearitás erősségét adják meg.

b. Fázisillesztés

Az (1-47) egyenletből kitűnik, hogy a második felharmonikus keltése akkor hatékony, ha $\Delta k = 0$. Mivel az anyagok diszperzívek, ezért az alap- és felharmonikus hullámhosszakon a törésmutatójuk lényegesen különbözhet, amelyből következik, hogy $\Delta k \neq 0$. Ez pedig gyakorlatilag azt jelenti, hogy a közegben az alapharmonikus és a keltett másodharmonikus sugárzás más-más sebességgel terjed - normális diszperziójú közegben a

felharmonikus a lassúbb -, ezért a terjedés során egymásról „lemozdulnak”, ezáltal lerontva a frekvenciakétszerezés hatásfokát. Ezt a hatást leggyakrabban úgy küszöbölik ki, hogy a nemlineáris közegnek kettősen törő kristályt választanak. Mivel ezekben a kristályokban az extraordinárius nyaláb számára a törésmutató irányfüggő, míg az ordinárius nyaláb számára minden irányban ugyanakkora, ezért a kristály szögének helyes megválasztásával elérhető, hogy a két hullámhosszon - a diszperzió ellenére - a törésmutató azonos legyen [69].

A kettősen törő kristályok alkalmazása a fázisillesztés szempontjából azonban csak egy hullámhosszra - monokromatikus fény esetére - ad tökéletes megoldást. A rövid impulzusok sáv szélessége viszont elég nagy ahhoz, hogy a különböző spektrális komponensekre ne teljesüljön egyszerre a fázisillesztés kritériuma. Másként fogalmazva: az impulzusok csoportsebessége egymástól eltérő lesz, aminek következtében az impulzusok egymáshoz képest késni fognak. Ekkor az impulzus különböző hullámhosszú komponenseinek frekvenciakétszerezése eltérő hatásfokú, amely a felharmonikus impulzus spektrumának beszűküléséhez vezet. Erről a folyamatról ad számot az (1-47) egyenlet bal oldalán szereplő $v \cdot t$ tartalmazó tag. Ennek az impulzus spektrumának beszűküléséhez vezető káros jelenségnek a kiküszöbölésére Szabó Gábor és Bor Zsolt [70], illetve O.E. Martínez [71] dolgozták ki az *akromatikus fázisillesztés* elvét.



1-12. ábra

Szélessávú frekvenciakétszerezés akromatikus fázisillesztés alkalmazásával [70]

Az akromatikus fázisillesztés során a bemenő impulzus minden spektrális komponense a saját hullámhosszának megfelelő fázisillesztéshez szükséges szögben terjed a nemlineáris kristályban. Ezt úgy érjük el, hogy az impulzust egy szögdiszperzióval rendelkező elemre (pl. optikai rácsra) vetítjük, majd egy leképezés segítségével biztosítjuk azt, hogy a bontóelem által létrehozott szögdiszperzió pontosan megfeleljen a kristály által

megkövetelt fázisillesztési szög diszperziójának. Ebben az esetben az alap- és felharmonikus impulzus csoportsebesége a kristályban megegyező lesz, amelynek következtében a keletkező felharmonikus impulzus spektruma nem szűkül be. A nyalábot a kristály után pedig egy második spektrális bontóelem segítségével ismét párhuzamosítjuk (lásd 1-12. ábra).

1.7. Célkitűzések

Intenzív elektromágneses terek előállítása megkívánja az energia hatékony térbeli és időbeli koncentrációját. Bár a lézerfizikai kutatások e téren jelentős eredményeket értek el, azonban a - különösen az *UV* hullámossz tartományban jelentős - technikai nehézségek következtében maradtak még megoldásra váró problémák. Ezért a nagy intenzitású *KrF* lézerek működésének optimalizálása érdekében célom olyan eljárások kifejlesztése volt, amelyekkel - a fényimpulzusok spektrális tulajdonságainak módosítása által - az időbeli koncentrálhatóság, illetve - a nyalábhomogenitás változtatásán keresztül - a fókuszálhatóság tovább javítható.

Mivel a nagy intenzitású *KrF* lézerek felépítéséből következik, hogy az impulzusok spektrális és időbeli tulajdonságait - a magimpulzus előállítása után - a frekvencia konverziós egység és az UV végerősítő is jelentősen befolyásolja, ezért

- vizsgálni kívántam a rövid impulzusok frekvenciakétszerezésének hatásait az impulzusok időbeli és spektrális tulajdonságaira, valamint
- célul tűztem ki a *KrF* erősítőben lejátszódó - az impulzusok spektrumát módosító - folyamatok vizsgálatát.

Ami a nagy intenzitású nyalábok homogenitását illeti, ezt elsősorban a lézerrendszer *UV* hullámhosszúságon működő része határozza meg. A klasszikus nyalábhomogenizáló eljárások - mint a térszűrés vagy az átlapolásos technikák - pedig nem adnak kielégítő eredményt a nagy intenzitású nyalábok esetén, ezért

- célul tűztük ki annak megvizsgálását, hogy a *KrF* erősítő által megerősített nyaláb térbeli eloszlását milyen feltételekkel lehet javítani.

Tekintettel arra, hogy a nagy intenzitású lézerek egyre fontosabb alkalmazási területe a szilárdtestek felületén létrehozott plazmában keletkező harmonikus sugárzás vizsgálata, ezért

- célul tűztük ki annak vizsgálatát, hogy az optikai gerjesztés során alkalmazott előimpulzusok milyen hatást gyakorolnak a felharmonikus-keltésre. A vizsgálat számára új gerjesztő elrendezés kidolgozását is tervbe vettem.

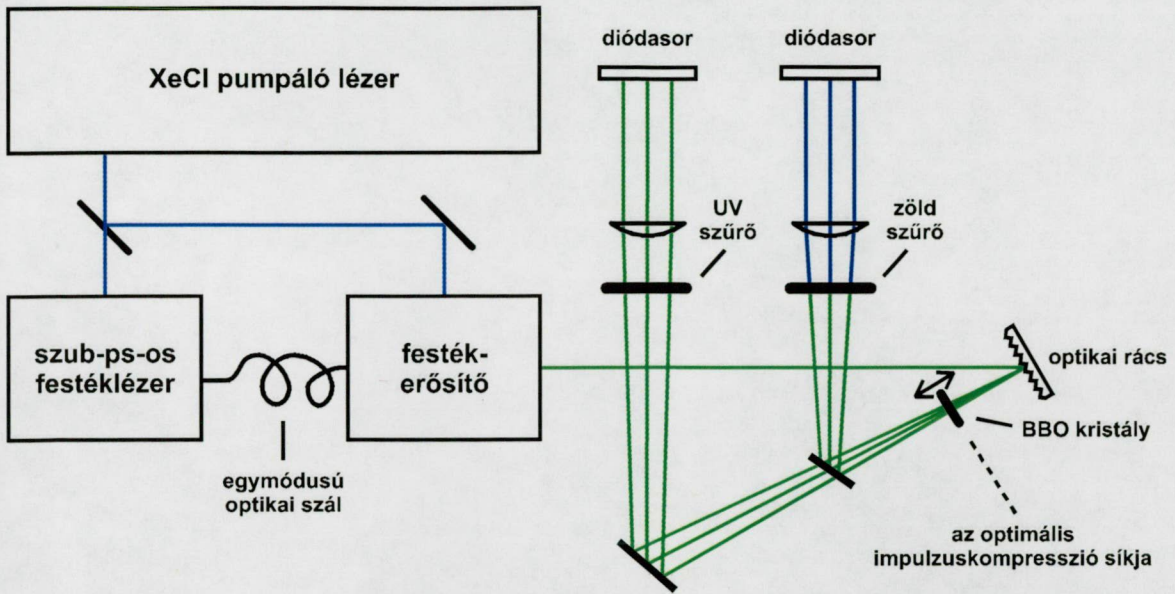
2. Tudományos eredmények

2.1. Rövid fényimpulzusok spektrális szűrése

A rövid lézerimpulzusokat alkalmazó kísérletek jelentős részében nem csak a rövid impulzushossz fontos követelmény, hanem az is lényeges, hogy az impulzus időbeli alakja egyszerű sima lefutású, struktúrátlan legyen. Azonban az impulzusok keltésekor, és - a rövid impulzushosszal gyakran együttjáró nagy intenzitás következtében - az optikai közegekben való terjedés során fellépő nemlinearitások az impulzus alakjának torzulásához, mellékcsúcsok és időben hosszú talapzat kialakulásához vezetnek. Az impulzusok időbeli és spektrális alakja közötti szoros kapcsolat következtében - amelyet az (1-13) és (1-14) kifejezések által meghatározott *Fourier-transzformáció* biztosít -, a spektrum alakja érzékenyen jelzi az impulzus alakjának torzulásait. A sima lefutású, ideális impulzusok spektruma egy csúccsal rendelkezik, míg a modulált spektrum időbeli struktúráltságra utal. A következőkben azokat a tudományos eredményeket tekintem át, amelyek az impulzusok időbeli alakjának „javításával” és ezen keresztül az impulzusok spektrális szűrésének megvalósításával kapcsolatosak.

a. Kísérleti megvalósítás

A spektrális szűrés megvalósítására a 2-1. ábrán látható kísérleti elrendezést építettem fel [72]. Az elrendezés kialakításához az 1-2. ábrán bemutatott rövid impulzusú festéklézer-rendszert alakítottam át úgy, hogy az *elosztott visszacsatolású festéklézer (DFDL)* utáni erősítő két erősítési átmenete közé beiktattam egy egymódusú fényvezető optikai szálát, amely - a szál anyagában fellépő *önfázismoduláció (SPM)* és *csoportsebesség-diszperzió (GVD)* együttes hatásának következtében - a 497 nm hullámhosszúságú, kezdetben ~ 0.6 nm sávszélességű *transzformáció-limitált* impulzusok spektrumát 5-8 nm-esre szélesítette. (A 2-2.a ábrán látható az impulzus - optikai szál utáni, *SPM* következtében kiszélesedett - spektruma.) Az optikai szálon való áthaladás után az impulzusokat két, egymás után elhelyezett festékerősítővel erősítettem meg, majd egy optikai rácstra vetítettem.



2-1. ábra

Kísérleti elrendezés a spektrális szűrés vizsgálatára

Az elrendezésben a rács kettős szerepet tölt be: egyrészt *impulzus kompresszorként* működik (lásd 1.5.a fejezet), másrészt biztosítja a - rövid impulzusok szélessávú frekvenciakétszerezését lehetővé tevő - *akromatikus fázisillesztéshez* szükséges szögdiszperziót (lásd 1.6.b fejezet). *Akromatikus fázisillesztés* esetén a rövid impulzus minden egyes spektrális komponense a saját hullámhosszának megfelelő fázisillesztési szög alatt esik a frekvenciakétszerező kristályra [70, 71]. Az optikai rács paramétereit tehát úgy kell megválasztani, hogy a rács szögdiszperziója megegyezzen az alkalmazott nemlineáris kristály Θ fázisillesztési szögének diszperziójával:

$$\left(\frac{d\varepsilon}{d\lambda} \right)_{\text{rács}} = \left(\frac{d\Theta}{d\lambda} \right)_{\text{kristály}}, \quad (2-1)$$

ahol $\frac{d\varepsilon}{d\lambda}$ a rács szögdiszperziója, $\frac{d\Theta}{d\lambda}$ pedig a kristály fázisillesztési szögének diszperzióját jelöli. Az optikai rács szögdiszperzióját a következő összefüggés határozza meg:

$$\frac{d\varepsilon}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \beta}, \quad (2-2)$$

ahol m a diffrakció rendszáma, d a rácsállandó, β pedig a diffrakciós szöget jelöli.

A kísérlet során a frekvenciakétszerezésre 1 mm vastagságú $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ (BBO) kristályt alkalmaztam. A BBO kristály fázisillesztési szögének diszperziója - 497 nm hullámhosszon - $d\Theta/d\lambda = 5.071 \text{ mrad/nm}$ [70]. A (2-1) és (2-2) összefüggések

figyelembevételével és a fázisillesztési szög diszperziójának ismeretében egy 3052 vonal/mm-es optikai rácsot alkalmaztam első diffrakciós rendben. A számolás eredményeként azt kaptam, hogy a beesési szög 45.9° , a diffrakciós szög pedig 53.0° . A BBO kristálynak az optikai ráctól mért távolságát egy mikrométercsavaros eltoló segítségével változtattam. A frekvenciakétszerező kristály által előállított felharmonikus sugárzást az alapharmonikustól dikroikus tükrök és színszűrők segítségével választottam szét. A harmonikusok spektrumait két diódasor (*Hamamatsu S3923-512Q*) alkalmazásával rögzítettem. Megjegyzem, hogy a spektrumok felvételénél nem használtam különálló spektrográfokat, hanem a rács által korábban spektrálisan felbontott nyalábokat a diódasorokra fókuszáltam. A spektrográf bemenő részének elhagyását az ez lehetősévé, hogy a lézerfény közelítőleg *diffrakció-limitált* irány szerinti tulajdonsággal rendelkezett és kollimált volt. A spektrumok hullámhossz-skáláját a rács paramétereiből, a diódasorra fókuszáló lencsék fókusztávolságából, valamint a diódasor $25\ \mu\text{m}$ -es pixelszélességének figyelembevételével a lineáris diszperzióra vonatkozó következő összefüggés alapján számolással határoztam meg:

$$\frac{\Delta\lambda}{\Delta x} = \frac{1}{f} \left(\frac{d\varepsilon}{d\lambda} \right)^{-1}. \quad (2-3)$$

Az optikai rács - negatív *GVD*-je következtében - térben fejlődő negatív frekvenciamodulációt hoz létre. Ennek alapján az impulzus - az optikai szál által bevezetett *önfázismoduláció* miatt - kezdetben nagy pozitív frekvenciamodulációja a ráctól távolodva fokozatosan csökken és az optimális impulzuskompresszió síkjában nullává válik, majd tovább távolodva egyre növekvő negatív értékeket vesz fel. Ily módon a ráctól távolodva az impulzushossz először csökken, az optimális impulzuskompresszió síkjában eléri minimumát, majd tovább távolodva fokozatosan növekszik [58]. A 2-2.b ábrán a különböző mértékben frekvenciamodulált impulzusok frekvenciakétszerezése esetén nyert másodharmonikus spektrumok a láthatók, amelyeket a frekvenciakétszerező kristálynak az optikai ráctól való távolításával kaptam. Az egymás alatt elhelyezkedő spektrumok mellett feltüntettük a kristálynak az optimális impulzuskompresszió síkjától mért távolságait is (a negatív értékek arra utalnak, hogy a kristály a rács és az optimális impulzuskompresszió síkja között helyezkedik el). Az ábrán jól látható, hogy ha a kristály messze van az optimális impulzuskompresszió síkjától, akkor a felharmonikus spektruma hasonló lesz az alapharmonikus spektrumához. Az optimális impulzuskompresszió síkjához közeledve a

felharmonikus spektruma keskenyebb lesz és moduláltsága csökken. Az optimális impulzuskompresszió síkjában ($l = 0$) egyetlen csúccsal rendelkező, modulálatlan spektrumot kapunk.

b. A spektrális szűrés elméleti modellezése

A rövid impulzusok frekvenciakétszerezését leíró (1-46) és (1-47) egyenleteket felhasználva numerikus számolásokkal modelleztem az előző pontban ismertetett kísérletet.

A kísérletben - az *akromatikus fázisillesztés* alkalmazása révén - az impulzusok központi frekvenciáinak fázisillesztése mellett ($\Delta k = 0$), csoportsebességeik illesztése ($\nu = 0$) is biztosítva volt. Ennek figyelembevételével az (1-46) és (1-47) egyenletek a következő alakra egyszerűsödnek:

$$\frac{\partial A_1(t, z)}{\partial z} - \frac{i}{2} \left(\frac{\partial^2 k(\omega)}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_1} \frac{\partial^2 A_1(t, z)}{\partial t^2} = -i\kappa A_1^*(t, z) A_2(t, z), \quad (2-4)$$

$$\frac{\partial A_2(t, z)}{\partial z} - \frac{i}{2} \left(\frac{\partial^2 k(\omega)}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_2} \frac{\partial^2 A_2(t, z)}{\partial t^2} = -i\kappa A_1^2(t, z), \quad (2-5)$$

ahol a $\kappa = \kappa_1 = \kappa_2$ egyenlőség a központi frekvenciák fázisillesztése következtében áll fent.

A továbbiakban tételezzük fel, hogy a közeg *GVD*-je elhanyagolható. Ez a feltétel ugyan nem teljesülne a *BBO* kristály 1 mm -es hossza és az optikai rács által létrehozott jelentős *GVD* miatt (amikor is $L_D \approx 0.41 \text{ mm}$), azonban az L_D diszperziós hosszhoz képest rövid, 0.1 mm vastagságú kristállyal végezve a kísérletet, gyakorlatilag azonos alakú spektrumokat kaptam. Ez az eredmény arra utal, hogy a második harmonikus impulzus kialakulásában - az optikai rács és a kristály eredő *GVD*-je következtében - a kristályon belüli időbeli kiszélesedés nem játszik lényeges szerepet. Ebben az esetben a (2-4) és (2-5) egyenlet alakja:

$$\frac{\partial A_1(t, z)}{\partial z} = -i\kappa A_1^*(t, z) A_2(t, z), \quad (2-6)$$

$$\frac{\partial A_2(t, z)}{\partial z} = -i\kappa A_1^2(t, z). \quad (2-7)$$

A (2-6) és (2-7) egyenletek a komplex burkoló valós amplitúdó és fázisfüggvényeire ($A_n(t, z) = a_n(t, z)e^{i\varphi_n(t, z)}$) a következő megoldásokat szolgáltatják [73, 74]:

$$a_1(t, z) = a_1(t, 0) \sec h(\kappa a_1(t, 0)z), \quad (2-8)$$

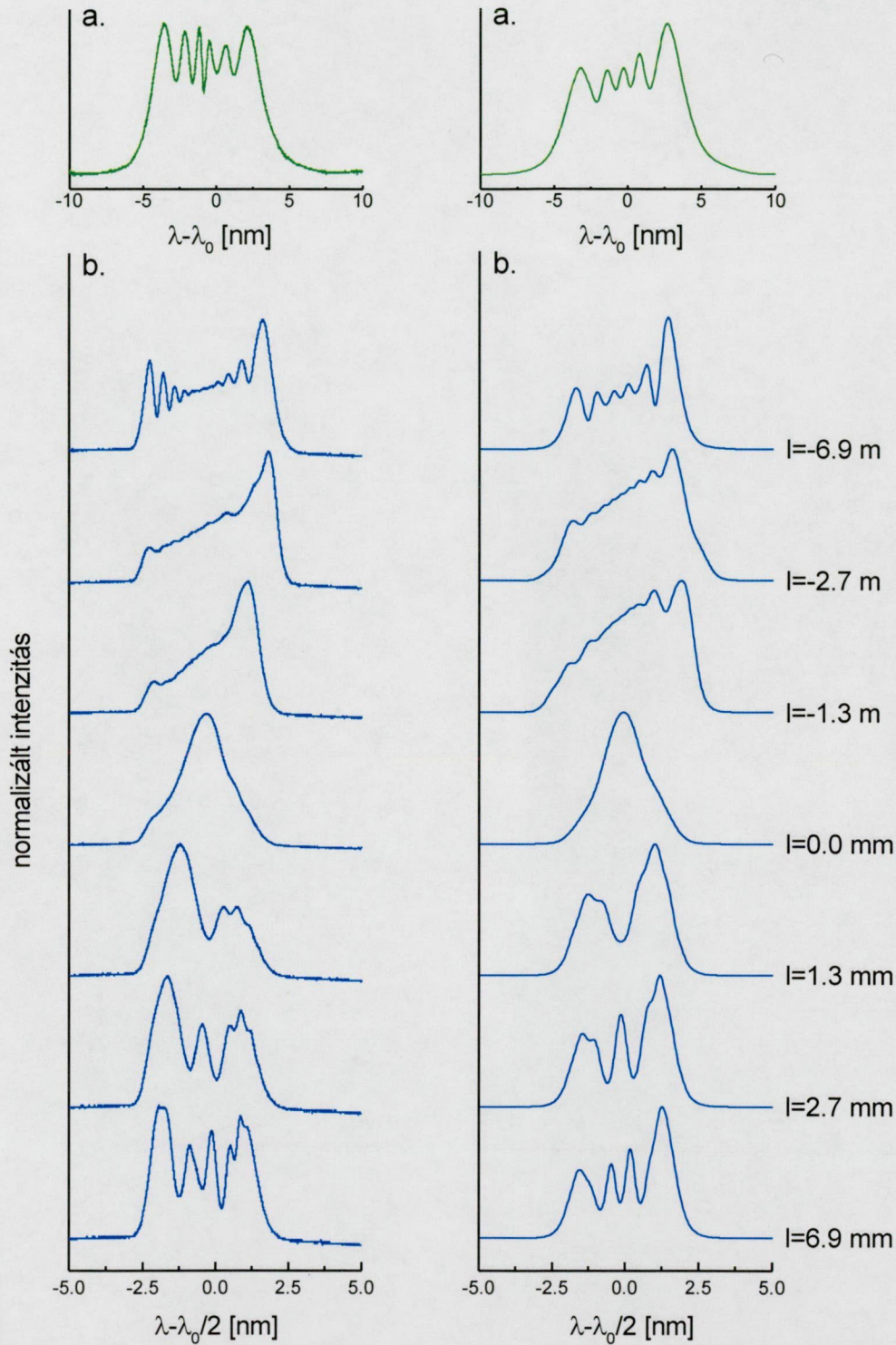
$$a_2(t, z) = a_1(t, 0) \tanh(\kappa a_1(t, 0)z), \quad (2-9)$$

$$\varphi_1(t, z) = \varphi_1(t, 0) \text{ és } \varphi_2(t, z) = 2\varphi_1(t, 0) - \frac{\pi}{2}. \quad (2-10)$$

Kis konverziós hatások esetén az alapharmonikus intenzitása a folyamat során konstansnak tekinthető, ekkor a (2-9) megoldás alakja a következő lesz:

$$a_2(t, z) = \kappa a_1^2(t, 0)z. \quad (2-11)$$

A számolások során egy 500 fs félértékszélességű *Gauss-alakú* impulzusból indultam ki, amelynek az optikai szálban való terjedését, majd a festékerősítőbeli formálódását az (1-30) terjedési egyenlet megfelelő alakjainak megoldásával szimuláltam. (Az egyenletek konkrét alakját és megoldásukat részletesen a 2.2.b fejezetben ismertetem.) Az impulzus optikai szálbeli terjedése során a szál anyagának *GVD*-jét és az impulzus által kiváltott *Kerr-típusú nemlinearitást* vettem figyelembe (a paramétereket úgy választottam meg, hogy a kimenő spektrum alakja és félértékszélessége hasonlítson a mért bemenő spektrumhoz). A festékerősítőbeli terjedés szimulációjánál pedig a telítődő erősítés, az ebből következő önfázismoduláció, a *Kerr-típusú önfázismoduláció*, valamint az erősítő anyag *GVD*-jének együttes hatását vettem számításba (a szükséges paramétereket a kísérleti tapasztalatnak megfelelően határoztam meg). Az így kapott bemenő jel (amelynek spektruma a 2-3.a ábrán látható) időképbeli komplex burkolóját az (1-14) kifejezéssel megadott *inverz Fourier-transzformáció* alkalmazásával határoztam meg. A felharmonikus impulzus burkolóját a (2-10) és (2-11) felhasználásával számoltam ki, spektrumát pedig az (1-13) által definiált *Fourier-transzformáció* segítségével kaptam meg. Az ily módon nyert felharmonikus spektrumok a 2-3.b ábrán láthatók, amelyek jó egyezést mutatnak a kísérlet során nyert spektrumokkal (lásd 2-2.b ábra).



2-2. ábra

2-3. ábra

A 2-2. ábrán a kísérletileg mért spektrumok, a 2-3. ábrán pedig a modellszámítással kapott spektrumok láthatók. Az a. ábrákon a mért, illetve a számításokhoz felhasznált bemenő spektrumok, ab. ábrákon pedig a frekvenciakétszerezett impulzusok spektrumai láthatók a kristály különböző pozíciói esetén. Az ábrák mellett feltüntetett l értékek a kristálynak az ideális kompresszió síkjától mért távolságait mutatják (a negatív l értékek azt jelzik, hogy a kristály a rács és az ideális kompresszió síkja között helyezkedik el).

Megjegyzem, hogy számolásokat végeztem úgy is, hogy a bemenő jel $a_1(\omega, 0)$ spektrális amplitúdóját az alapharmonikus kísérletileg mért spektrumának négyzetgyökével, $\varphi_1(\omega, 0)$

spektrális fázisát pedig - a kísérletekből ismert *GVD* által meghatározott - az optimális impulzuskompresszió síkjától mért távolsággal arányos meredekségű parabolával közelítettem. [72]. Az ily módon kapott bemenő jelből kiindulva az előző számolással megegyező módon határoztam meg a felharmonikus impulzusok spektrumait. A kapott eredmények sikeresen adják ugyan vissza a spektrum ideális kompresszió síkjának környezetében tapasztalható beszűkülését és egycsúcsúvá válását, de - a számolás logikájából következő módon - az ideális kompresszió síkjára szimmetrikus pozíciókban a kísérleti eredményektől eltérően, azonos alakú spektrumokat eredményez.

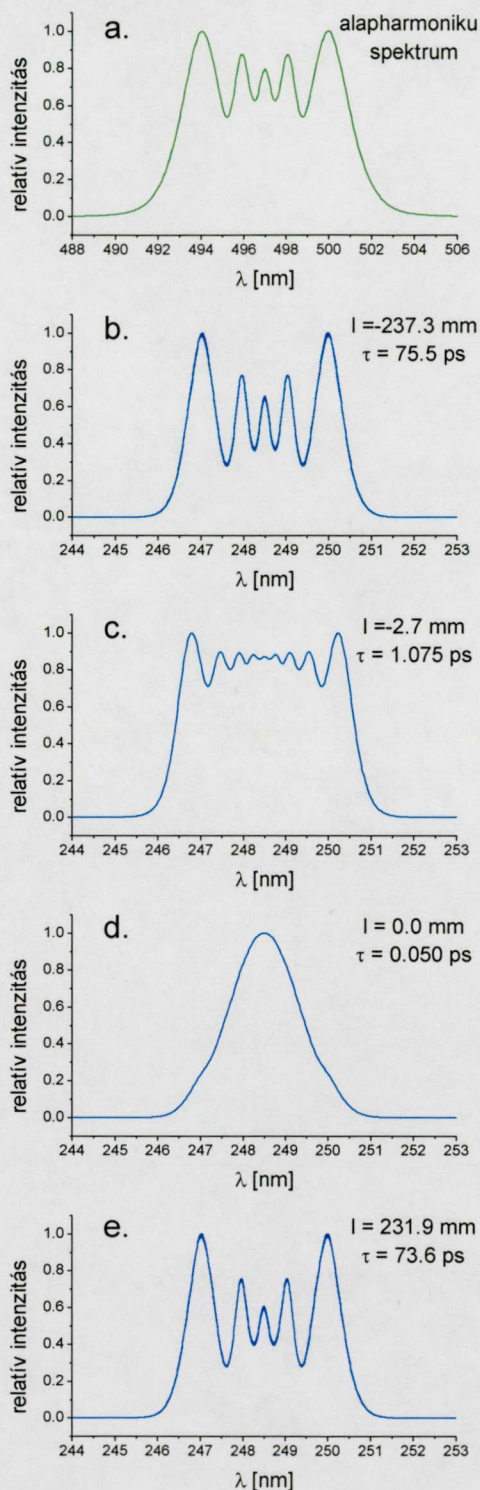
c. A spektrális szűrés alkalmazása a rövid fényimpulzusok formálására

A frekvenciakétszerezés spektrális szűrőhatásának értelmezésére a következő szemléletes képet, illetve interpretációt alakítottam ki. Az erősen frekvenciamodulált impulzust alkotó spektrális komponensek időben eltérően, egymástól lényegében független módon haladnak át a kristályon. Ennek következtében az egyes spektrális komponensek frekvenciakétszerezése is független módon megy végbe, amely azt eredményezi, hogy a felharmonikus spektruma (2-4.b, e ábra) az alapharmonikus spektrumának (2-4.a ábra) négyzete lesz (feleakkora központi hullámhossz mellett).

Amennyiben az egyes spektrális komponensek azonos fázisban terjednek (komprimált impulzus), úgy ezek koherens szuperpozíciója időben egy nagy intenzitású központi csúcsot és kisebb intenzitású mellécsúcsokat eredményez. A frekvenciakétszerezés - hatásfokának intenzitásfüggése következtében - az intenzív központi csúcsot kiemeli, míg a kevésbé intenzív mellécsúcsokat elnyomja, időben és spektrálisan simítva az impulzust (lásd 2-4.d ábra). A fentiekből az is következik, hogy nemcsak a frekvenciakétszerezés, de minden nemlineáris folyamat is felhasználható spektrális szűrésre, és a szűrő hatás annál hatékonyabb, minél magasabb rendű nemlinearitást használunk.

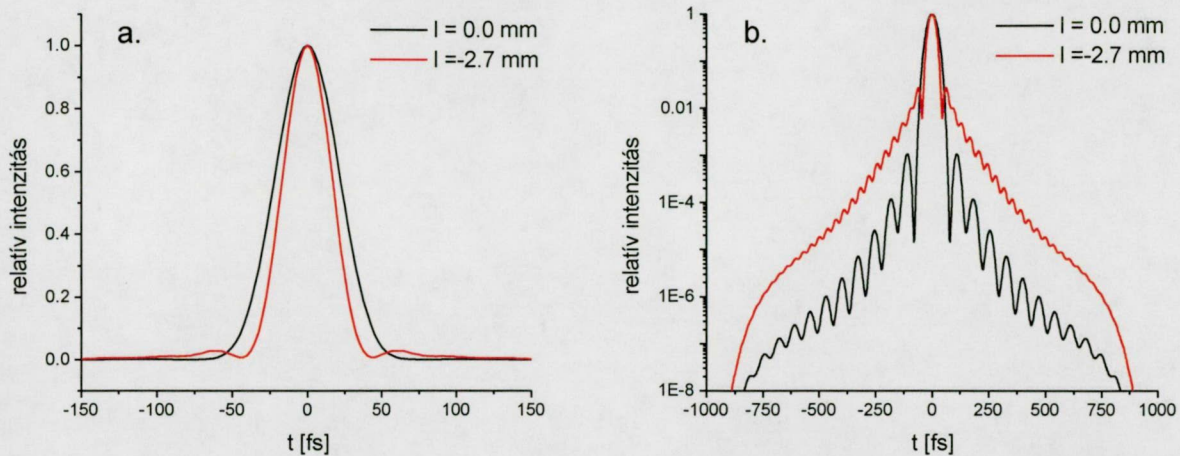
A 2-5.a-b ábrán közvetlenül az optikai szál után (2-4.c ábra), illetve az optimális impulzuskompresszió síkjában frekvenciakétszerezett (2-4.d ábra) impulzusok komprimált időbeli alakja látható lineáris és logaritmikus skálán ábrázolva. Az ábrából kitűnik, hogy közvetlenül az optikai szál után kétszerezett jel komprimált időbeli alakja ugyan valamivel keskenyebb, azonban jelentős intenzitású mellécsúcsokat tartalmaz, ellentétben az optimális impulzuskompresszió síkjában kétszerezett impulzusával. Az optimális

impulzuskompresszió síkjában kétszerezett jel „enyhe” kiszélesedése az egycsúcsú spektrum kismértékű beszűkülésével magyarázható.



2-4. ábra

Az optikai szálból kijövő impulzus erősítés nélküli frekvenciakétszerezése esetén számolt spektrumok. Az a. ábrán az alapharmonikus spektruma, a b-e. ábrákon pedig a kristály különböző pozícióiban frekvenciakétszerezett impulzusok spektrumai láthatók. Az egyes ábrák mellett a kristálynak az ideális kompresszió síkjától mért l távolságai és a felharmonikus impulzusok τ időtartamai láthatók.



2-5. ábra

Közvetlenül az optikai szál után, illetve az ideális kompresszió síkjában frekvenciakétszerezett impulzusok számítással nyert időbeli alakjai láthatók (piros és fekete színnel jelölve) lineáris (a. ábra) és logaritmikus (b. ábra) ábrázolásban.

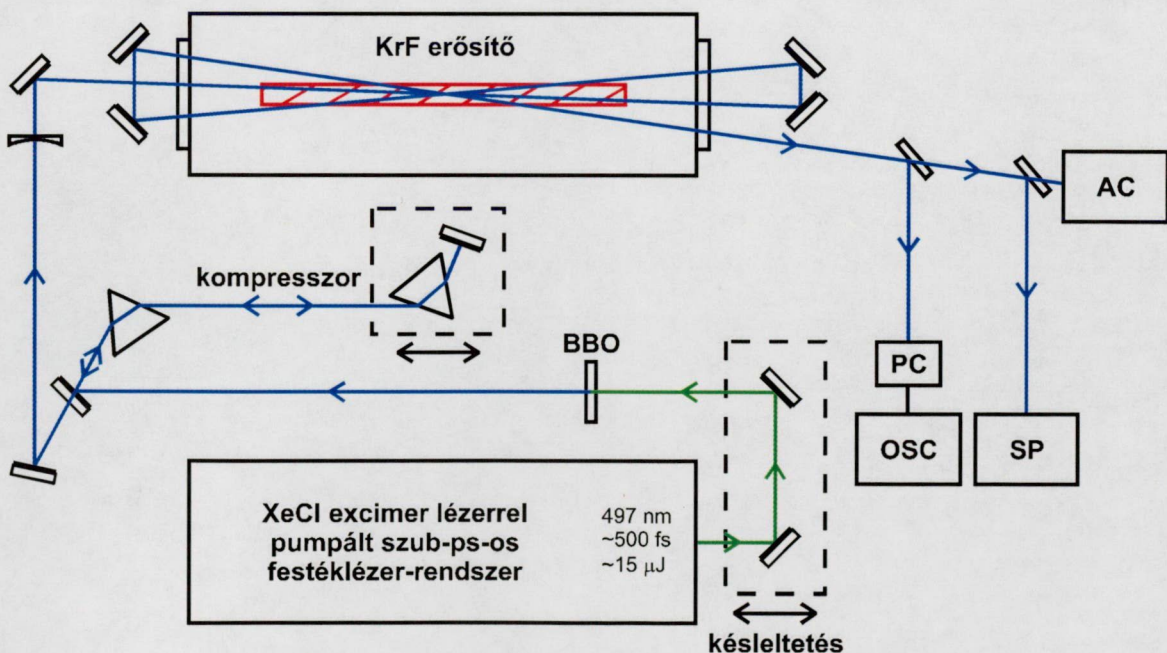
Megjegyzem, hogy a frekvenciakétszerezés mellékimpulzusokat elnyomó hatását piko-szekundumos impulzusok esetén - sávkamerára épülő - időfelbontásos méréssel közvetlenül is kimutatták [75].

A fentiekben ismertetett spektrális szűrés hatékonyan felhasználható a nagy intenzitású lézerrendszerekben, mivel ezen rendszerek többsége tartalmaz frekvencia-konverziót vagy másfajta nemlineáris elemet (pl. telítődő abszorbenst). Az ilyen rendszerekben az impulzusok nemlineáris elemek előtti összenyomásával a spektrális szűrés - és ezzel együtt az időbeli szűrés is - automatikusan bekövetkezik.

2.2. Rövid impulzusok spektrális fejlődése *KrF* erősítőkben

a. A *KrF* erősítő spektrális módosító hatásainak kísérleti vizsgálata

A rövid impulzusú *KrF* erősítő spektrális módosító hatását a 2-6. ábrán látható elrendezéssel vizsgáltam [76, 77]. A rövid impulzusokat az 1-2. ábrán bemutatott *XeCl* excimer lézerrel gerjesztett festéklézer-rendszerrel állítottam elő. Az 500 fs impulzusidejű, 497 nm hullámhosszúságú impulzusok frekvenciakétszerezését egy 0.3 mm vastagságú BBO kristállyal végeztem. A frekvenciakétszerezett UV impulzusokat két kvarc prizmából álló impulzuskompresszorba vezettem. Mivel az impulzuskompresszor - negatív GVD-je következtében - a prizmák egymástól mért távolságával arányos negatív frekvenciamodulációt eredményez (lásd 1.5.a fejezet), ezért a kompresszor hosszának változtatásával az erősítendő impulzus frekvenciamodulációja folyamatosan szabályozható volt a kezdeti pozitív értékétől egészen a nagy negatív értékekig.

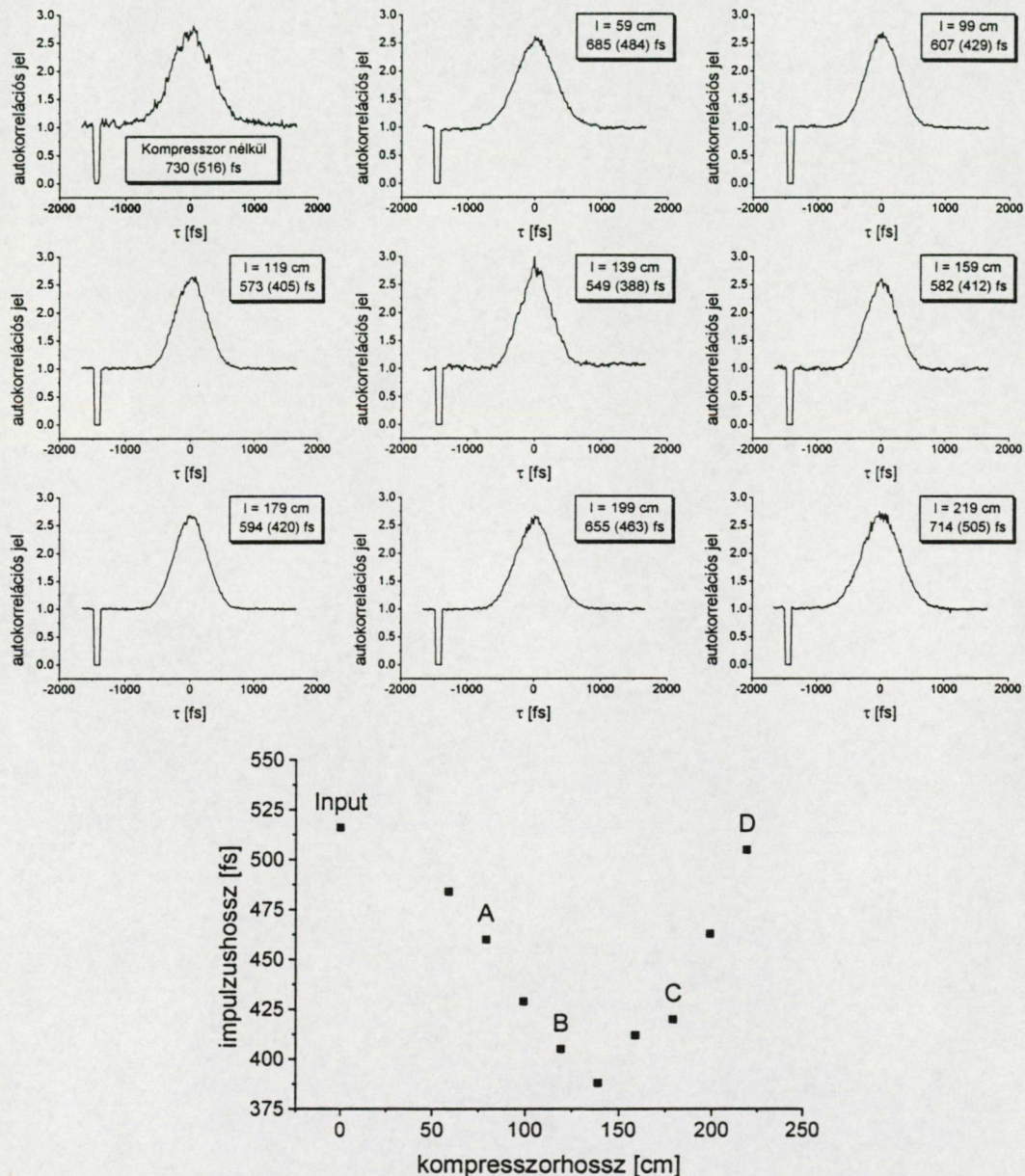


2-6. ábra

Kísérleti elrendezés a rövid impulzusú *KrF* erősítő spektrális tulajdonságainak vizsgálatára (PC: vákuum-fotocella, OSC: oszcilloszkóp, SP: spektrográf, AC: autokorrelátor)

A kompresszorból kijövő impulzusokat a három átmenetű ún. *off-axis* elrendezésű *KrF* erősítőbe vezettem, amely a rövid impulzusú festéklézer-rendszert gerjesztő *LambdaPhysik* EMG 160 MSC excimer lézer - az *off-axis* elrendezés kívánalmainak megfelelő módon

átalakított - második csatornája volt. Gyári adatok szerint az erősítő elektromos kisülésének hossza 45 cm , szélessége 0.6 cm [43], a lézerablakok távolságát pedig 78.5 cm -nek mértem. Az erősítőt a szokásos KrF gáztöltéssel üzemeltettem ($6\text{ mbar } F_2$, $150\text{ mbar } Kr$ He puffergázban összesen 2.4 bar nyomáson). A lézernyalábnak az optikai tengellyel bezárt szöge - az egymás utáni erősítő átmenetek esetén - rendre 1.3° , 2.0° és 2.6° volt. A nyaláb divergenciáját úgy választottam meg, hogy a harmadik átmenet végére a nyaláb teljesen kitöltse az erősítő apertúráját.

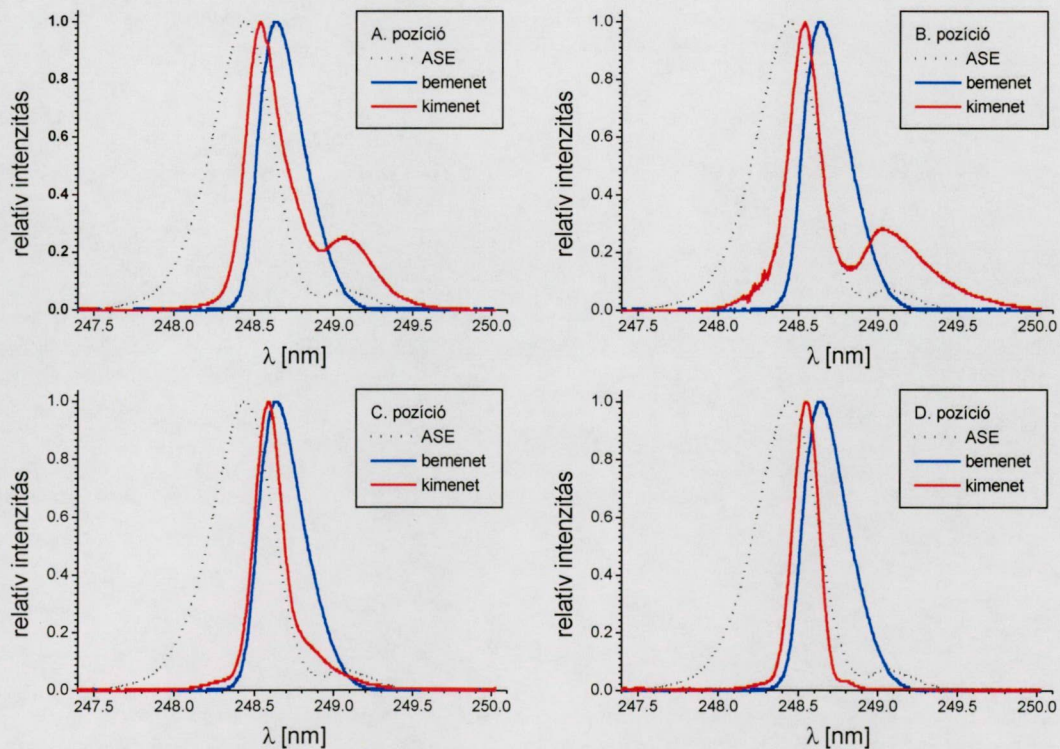


2-7. ábra

A kompresszor hitelesítése. Felül a különböző kompresszorhosszak esetén mért autokorrelációs görbék, alul pedig ezek félértékszélességéből számított impulzusidők láthatók. (A mért autokorrelációs jeleket bemutató ábrák feliratain a kompresszorhossz alatt az autokorrelációs jel félértékszélessége mellett zárójelben a Gauss-féle impulzusalakkal számított impulzushossz szerepel)

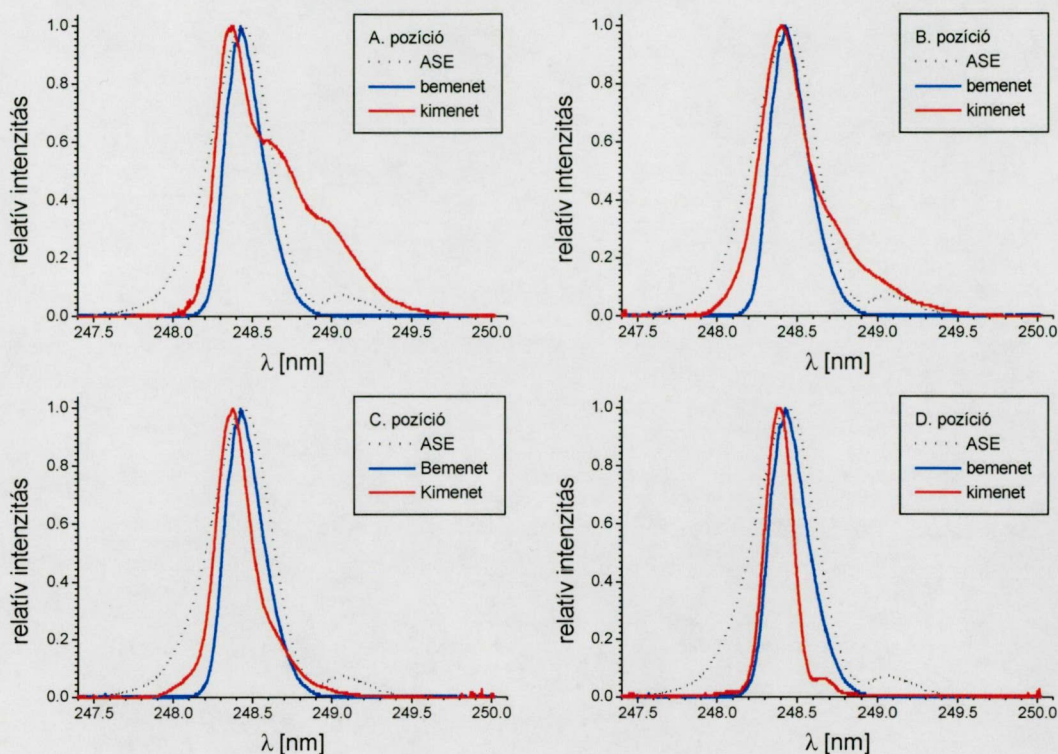
A bemenő impulzus energiáját - optikai szűrők segítségével - úgy állítottam be, hogy az erősítő kimenetén az energiasűrűség minden esetben 3.6 mJ/cm^2 ($1.8 \cdot E_{\text{sat}}$) legyen. A rövid impulzusoknak az erősítéshez viszonyított szinkronizációját egy 150 ps felfutási idejű gyors fotocellához (Hamamatsu R1193U) csatlakoztatott 1 GHz sávszélességű oszcilloszkóppal (Tektronix 7104) ellenőriztem. A különböző kompresszorhosszakból adódó időbeli eltolódást változtatható késleltetéssel kompenzáltam. Az erősítő kimenetén az impulzusidőt soklövéses, kollineáris, lassú UV-autokorrelátorral mértem [78].

A mért autokorrelációs görbéket és az ezekből nyert impulzusidőket (Gauss-féle impulzusalakot feltételezve) a 2-7. ábra mutatja a kompresszor különböző beállításai esetén. Az erősített impulzusok spektrumát egyedi készítésű Littrow-elrendezésű spektrográffal vettem fel, amelyben bontóelemként 3600 vonal/mm -es holografikus rácsot alkalmaztam, első diffrakciós rendben. A spektrálisan bontott nyalábot 1 m fókusztávolságú gömbtükör segítségével fókuszáltam a diódasor-detektorba (Hamamatsu S3923-512Q), amelynek jelét - 8 bites analóg-digitális átalakító segítségével - számítógépen rögzítettem. A spektrográf reciprok lineáris diszperziója 0.2484 nm/mm , spektrális felbontása pedig 0.025 nm volt.



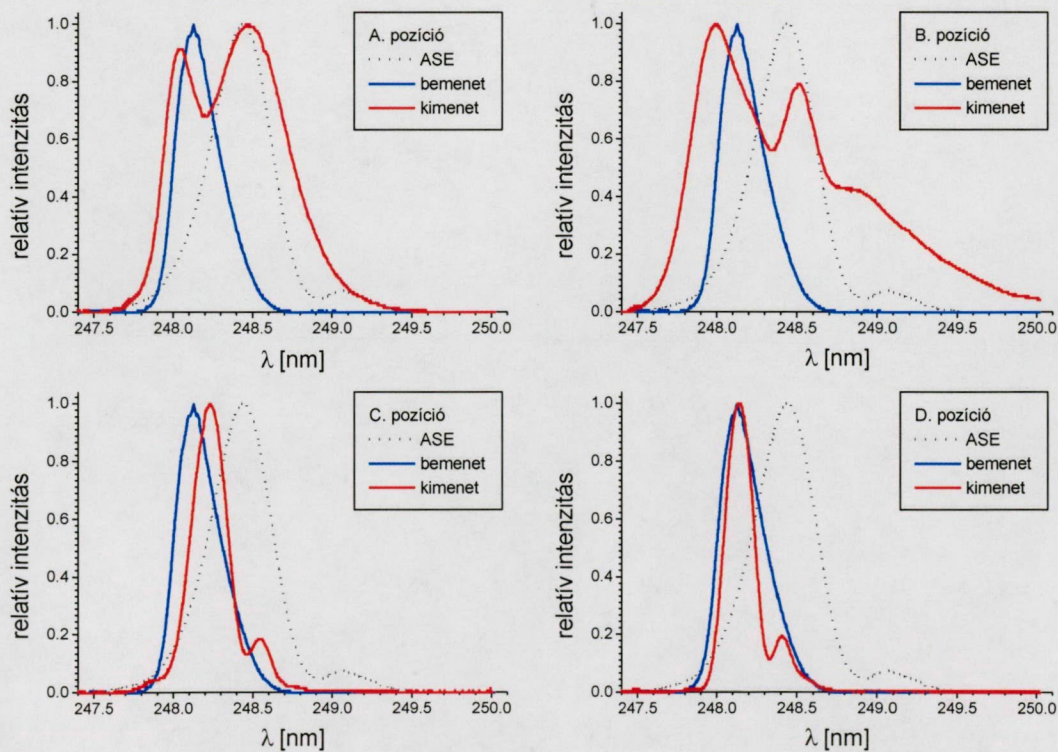
2-8. ábra

Különböző kompresszorállások esetén mért spektrumok (a bemenő impulzus spektruma az erősítés hosszú hullámhosszú oldalára van hangolva)



2-9. ábra

Különböző kompresszorállások esetén mért spektrumok (a bemenő impulzus spektruma az erősítés maximumára van hangolva)



2-10. ábra

Különböző kompresszorállások esetén mért spektrumok (a bemenő impulzus spektruma az erősítés rövid hullámhosszú oldalára van hangolva)

A kimenő impulzusok spektrumát különböző kompresszor beállítások, illetve különböző frekvenciamodulációk esetén rögzítettem. Az egyes ábrák felvételekor a bemenő impulzus spektrumát rendre az erősítés hosszú hullámú oldalára (2-8. ábra), a közepére (2-9. ábra), illetve a rövid hullámú oldalára (2-10. ábra) hangoltam. Az ábrákon jól látható, hogy pozitív frekvenciamodulációjú bemenő impulzusok esetén (*A* és *B* pozíció) a hosszú hullámhosszú oldalon jelentős spektrális kiszélesedés figyelhető meg, míg hasonló nagyságú, de negatív bemeneti frekvenciamodulációk (*C* és *D* pozíció) a kimenő impulzusok spektrumának keskenyedéséhez vezetnek. Az ábrákról az is leolvasható, hogy a spektrális kiszélesedés mértéke növelhető vagy csökkenthető aszerint, hogy a bemenő jel spektrumát az erősítési profil rövid vagy hosszú hullámú oldalára hangoljuk.

b. A KrF erősítő modellezése terjedési egyenletek segítségével

A rövid impulzusok erősítése közben létrejövő spektrális változások több fizikai folyamat kölcsönhatásának az eredménye. A legfontosabb folyamatok a következők:

- Az erősítés telítődése következtében az impulzus alakja torzul: a felfutó rész - a kisjelű erősítés nagy értékének következtében - kiemelődik az impulzus további részeihez képest.
- Az impulzusok spektruma - az erősítés véges sávszélességű spektrális profilja következtében [79] - modulálódik és beszűkül.
- Az intenzív impulzusoknak az erősítő ablakain való áthaladásakor fellépő *Kerr-típusú nemlinearitás* önfázismodulációt (*SPM*) eredményez.
- Az erősítő ablakainak *csoportsebesség-diszperziója* (*GVD*) az impulzusok időbeli kiszélesedéséhez vezet.
- Az erősítő közeg törésmutatója gerjesztett állapotban és alapállapotban enyhén eltér egymástól, (a két állapotban az anyag is különböző: a gerjesztett *KrF* molekula alapállapotba jutva azonnal $2\text{ Kr} + \text{F}_2$ -re disszociál) s ez az erősítés telítődésének következtében szintén önfázismodulációt eredményez.

A fent felsorolt folyamatok mechanizmusait az *1. fejezetben* már részletesen tárgyaltuk, az alábbiakban csak a legutolsót vizsgáljuk meg közelebbről. A telítődő erősítés fázismódosító hatásának vizsgálata céljából tekintsünk egy N_1 darab alapállapotú, és N_2 darab gerjesztett állapotú molekulából álló keveréket. Jelölje $N_0 = N_1 + N_2$ az összes

molekulák számát. Legyen n_1 az N_0 darab alapállapotú, n_2 pedig az N_0 darab gerjesztett molekulából álló gáz valós törésmutatója. Ekkor a keverék n eredő törésmutatója a következőképpen adható meg:

$$n(t) = n_1 \frac{N_1(t)}{N_0} + n_2 \frac{N_2(t)}{N_0} = n_1 + (n_2 - n_1) \frac{N_2(t)}{N_0}. \quad (2-12)$$

Ha minden molekula gerjesztett állapotban van mielőtt az impulzus áthalad a közegen, akkor $N_2(t)$ és N_0 hányadosa megegyezik a telített erősítés $g(t)$ értékének és a kisjelű erősítés g_0 értékének a hányadosával. Ekkor a rövid impulzus fáziseltolódása, amely az l hosszúságú közegen való áthaladás következtében jön létre, az alábbi alakot veszi fel:

$$\varphi(t) = \frac{2\pi}{\lambda_0} l \left[n_1 + (n_2 - n_1) \frac{g(t)}{g_0} \right] = \varphi_0 + \Delta\varphi(t). \quad (2-13)$$

Ebben kifejezésben λ_0 az impulzus központi hullámhossza vákuumban, φ_0 pedig az alapállapotú molekulákból álló közeg által létrehozott konstans fázistolást jelöli. Az erősítés folyamatának sebességi egyenletekkel való közelítő leírását (*rate equation approximation; REA*) használva, a $\Delta\varphi$ fázisváltozás a következő módon fejezhető ki:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} l \Delta n e^{-\frac{1}{E_{sat}} \int_{-\infty}^t I(t') dt'}, \quad (2-14)$$

ahol $\Delta n = n_2 - n_1$, $I(t)$ az impulzus intenzitása, E_{sat} az erősítés telítési energiasűrűsége. A $\Delta\varphi$ fázis tag - amely az impulzus intenzitásától kumulatív módon függ - önfázismodulációt eredményez. Megjegyzem, hogy a félvezető lézerekben a töltéshordozó-koncentráció változásának következtében létrejövő fázistolást a (2-14)-gyel egyező alakú kifejezés írja

le, ha abban az $\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{\Delta n}{g_0}$ helyettesítést végzünk [80, 81].

Mivel a gerjesztett anyag rezonáns, ezért az n_2 törésmutató frekvenciafüggő, és a *Kramers-Kronig relációkon* keresztül kapcsolatban van a g_0 erősítési tényezővel:

$$n_2(\omega) - 1 = \frac{c}{2\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{g_0(\omega')}{\omega'(\omega - \omega')} d\omega' = N_0 \frac{c}{2\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sigma_e^*(\omega')}{\omega'(\omega - \omega')} d\omega', \quad (2-15)$$

ahol $\sigma_e^*(\omega)$ a gerjesztett anyag (*KrF*) emissziós hatáskeresztmetszete (lásd 1.5.b.ii alfejezet). Hasonló kifejezés írja le az alapállapotú anyag n_1 törésmutatóját is:

$$n_1(\omega) - 1 = \frac{c}{2\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha(\omega')}{\omega'(\omega - \omega')} d\omega' = N_0 \frac{c}{2\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sigma_a(\omega')}{\omega'(\omega - \omega')} d\omega' \approx \text{konst.}, \quad (2-16)$$

ahol $\alpha(\omega)$, illetve $\sigma_a(\omega)$ az alapállapotú anyag ($2Kr + F_2$) abszorpciós tényezője, illetve abszorpciós hatáskeresztmetszete. Mivel az alapállapotú anyag nem rezonáns az erősítés hullámhosszán, ezért törésmutatója konstansnak tekinthető.

A fentiek alapján az excimerekre vonatkozó Δn törésmutató-különbség tehát a következő alakban írható fel:

$$\Delta n(\omega) = N_0 \frac{c}{2\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sigma_e^*(\omega')}{\omega'(\omega - \omega')} d\omega' - n_1. \quad (2-17)$$

Összehasonlítva a (2-17) összefüggést az (1-45) alakkal látható, hogy a (2-17) kifejezésben az $N_0 \frac{c}{2\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sigma_e(\omega')}{\omega'(\omega - \omega')} d\omega'$ helyett a konstans n_1 törésmutató szerepel. Az eltérés annak tulajdonítható, hogy az excimerekben a gerjesztett rezonáns, illetve az alapállapotú nemrezonáns anyag különbözik egymástól.

A KrF erősítő modellezésénél tekintsük az erősítés $\sigma_e^*(\omega)$ profilját és ebből következően a $\Delta n(\omega)$ törésmutató-különbséget konstansnak. Ez a közelítés jelentősen egyszerűsíti a KrF erősítő modell-egyenletét, és az elsődleges kísérleti tapasztalat - vagyis, hogy az impulzus bemenő frekvenciamodulációja jelentős hatással van az impulzus spektrumának fejlődésére - magyarázatában nem játszik döntő szerepet. Ennek a közelítésnek az alkalmazásával ugyan nem lehet megmagyarázni a bemenő jelnek az erősítéshez viszonyított elhangolása révén létrejövő spektrális változásokat, de a közelítés arra az esetre jól alkalmazható, amikor a bemenő jel az erősítés maximumára van hangolva. Ekkor, a *lassan változó burkolójú közelítést (SVEA)* és az erősítésre vonatkozó *sebességi egyenletek közelítését (REA)* alkalmazva - amelyek a kísérletben szereplő ~ 100 fs időtámú impulzusok esetén jogosan használhatók - a KrF erősítőbeli terjedést leíró egyenlet a következő alakú lesz:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A(t, z)}{\partial z} - \frac{i}{2} \left(\frac{\partial^2 k(\omega)}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_0} \frac{\partial^2 A(t, z)}{\partial t^2} = & -i \frac{2\pi n_2}{\lambda_0} |A(t, z)|^2 A(t, z) - \frac{\alpha}{2} A(t, z) + \\ & + \left(\frac{g_0}{2} - i \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta n \right) e^{-\frac{1}{E_{sat}} \frac{c\epsilon}{2n} \int_{-\infty}^t |A(t', z)|^2 dt'} A(t, z), \end{aligned} \quad (2-18)$$

ahol c a vákuumbeli fénysebesség, n a közeg lineáris törésmutatója, $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ a közeg abszolút permittivitása, n_2 pedig a közeg nemlineáris törésmutatója. A (2-18) egyenlet bal oldalán szereplő második tag (lásd 1.5 fejezet) a közeg GVD-jét veszi másodrendben figyelembe, a jobb oldal első tagja a Kerr-típusú nemlinearitást írja le (lásd 1.5.b fejezet), a második tag a nem telítődő abszorpciót, harmadik tagja pedig a telítődő erősítés amplitúdó és fázis módosító hatását fejezi ki. (Megjegyzem, hogy hasonló terjedési egyenletekkel modellezték a festékerősítők impulzusformáló hatását is [82-84].)

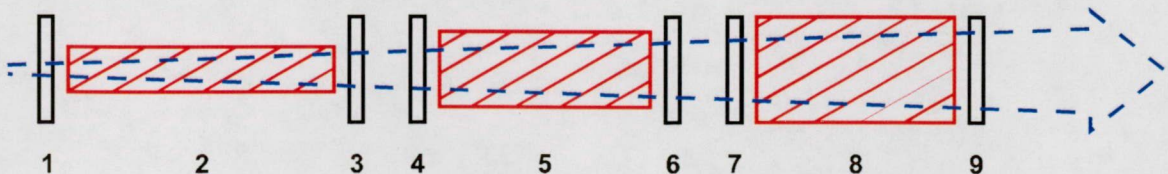
A (2-18) egyenletet a három átmenetes *off-axis* KrF erősítő esetére oldottam meg. A numerikus megoldás során a gyors Fourier-transzformációra (FFT) épülő - osztott lépéses [83-85], illetve szimmetrizált osztott-lépéses Fourier-módszert [86-87] alkalmaztam. Az algoritmusokat saját magam által C programozási nyelven írt programokkal valósítottam meg.

A bemenő jel $A(t, z)$ komplex burkolójának helyes megválasztása nagyon fontos a (2-18) egyenlettel leírt kezdetiérték-feladat megoldásához. Az $A(t, z)$ komplex burkoló amplitúdóját úgy határoztam meg, hogy a kísérletileg mért bemenő spektrumra aszimmetrikus Gauss-görbét illesztettem ($\lambda_0 = 248.37 \text{ nm}$, $\Delta\lambda_1 = 0.23 \text{ nm}$, $\Delta\lambda_2 = 0.45 \text{ nm}$), és vettem ennek négyzetgyökét. Feltételeztem, hogy a komplex burkoló fázisát teljes mértékben az impulzuskompresszor határozza meg: a minimális impulzusidő esetén a fázis értékét nullának vettem, a többi esetben pedig a kompresszor paramétereiből a következő módon határoztam meg:

$$\Phi(\omega) = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 k(\omega)}{\partial \omega^2} \right)_{comp} l(\omega - \omega_0)^2, \quad (2-19)$$

ahol a kompresszor $\left(\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \right)_{comp} = -39.67 \text{ fs}^2/\text{mm}$ értékű GVD-jét a kompresszort alkotó

prizmák adataiból ($\varphi = 68.91^\circ$, $n = 1.508$, $dn/d\lambda = -5.57 \cdot 10^{-4} \text{ 1/nm}$) számoltam ki.



2-11. ábra

Három átmenetű *off-axis* erősítő sematikus rajza

(Az 1, 3, 4, 6, 7, 9 közegek az erősítő ablakai, a 2, 5, 8 közegek pedig az aktív anyagot jelölik.)

A számolás során az 1-8. ábrán bemutatott *off-axis* erősítő 2-11. ábrán látható sematikus elrendezésének megfelelően a (2-18) egyenletet az egymást követő kilenc közeg esetén oldottam meg. Az erősítő közegekben (2, 5, 8) csak a telítődő erősítés amplitúdó és fázismódosító hatását, a lézerablakokban (1, 3, 4, 6, 7, 9) pedig csak az ablakot alkotó anyag (CaF_2) GVD-jét és az impulzus nagy intenzitása miatt számottevő *Kerr-típusú nemlinearitás* által okozott SPM-et vettem figyelembe. A számolás során használt fizikai paramétereket a 2-1. táblázatban foglaltam össze.

erősítő közeg	
kisjelű erősítési tényező (g_0)	0.19 cm^{-1} [43]
nemtelítődő abszorpciós együttható (α)	0.019 cm^{-1} [43]
telítési energiasűrűség (E_{sat})	2.1 mJ/cm^2 [43]
törésmutató különbség (Δn)	$1.98 \cdot 10^{-7}^*$
az 1. erősítő átmenet effektív hossza (l_1)	26.45 cm^{**}
az 2. erősítő átmenet effektív hossza (l_2)	17.19 cm^{**}
az 3. erősítő átmenet effektív hossza (l_3)	13.23 cm^{**}
lézerablak	
nemlineáris törésmutató (γ) ^{***}	$1.92 \cdot 10^{-16}\text{ cm}^2/\text{W}$ [89]
GVD paraméter $\left(\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}\right)_{\omega_0}$	$145.5\text{ fs}^2/\text{mm}^{****}$
hosszúság (l)	1.2 cm

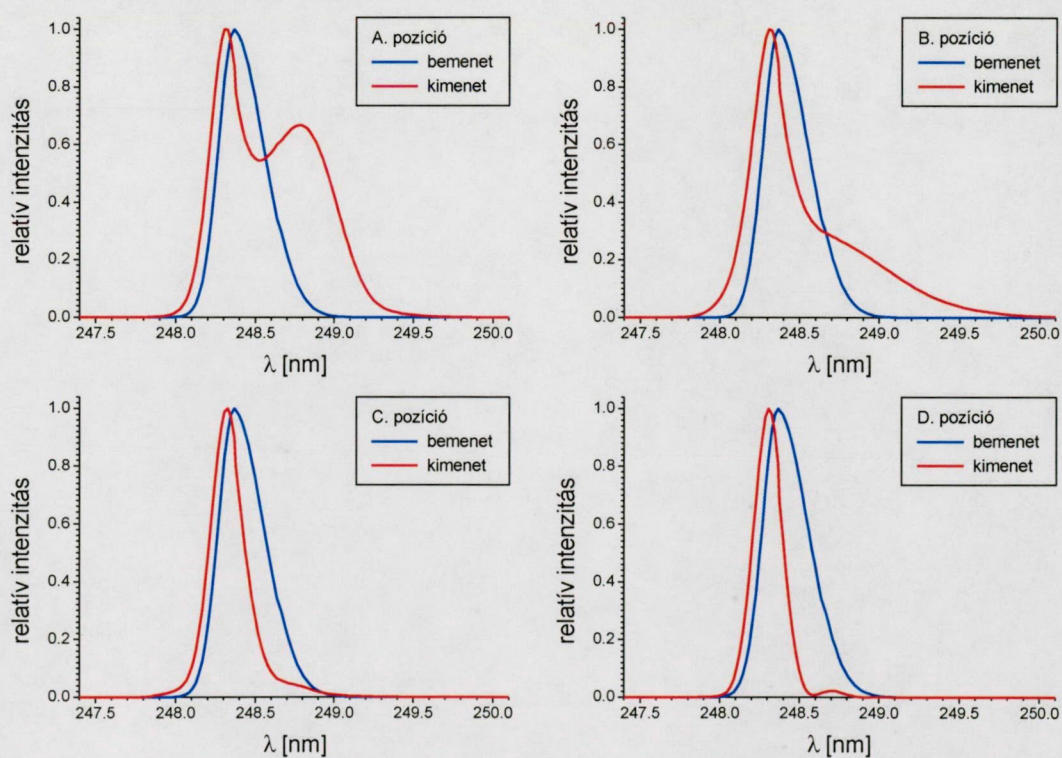
2-1. táblázat

A modellszámítás során alkalmazott fizikai paraméterek

Megjegyzés a *-gal jelölt mennyiségekhez:
 * Ez az érték a 12 mbar Kr + 6 mbar F₂ törésmutatójának közelítőleg a 3.1%-a [88]
 ** A kisülés geometriájából és az alkalmazott *off-axis* szögek értékeiből határoztam meg
 *** $n_2 = \frac{c\epsilon}{n} \gamma$, (lásd (F2-6))
 **** A [90]-ben szereplő diszperziós-formulából számolva.

A bemeneti energiasűrűségek meghatározásához megmértem a nyalábátmérőt az első ablak előtt, illetve a kilencedik ablak után (lásd 2-11. ábra). Az egyes közegek bemenetén a nyalábátmérőt a mért értékekből interpolációval számoltam ki, a bemenő energiát pedig az előző közeg szimulációja során a kimeneti energiára kapott értékkel megegyezőnek

vettem. Mivel az erősítő előtt a nyaláb átmérője ($\sim 1\text{ mm}$) és az impulzus energiája ($2\text{--}3\text{ }\mu\text{J}$) kicsi volt, a bemenő energiasűrűség mérésel meghatározott értéke nem volt elegendően pontos a számolásokhoz. Ezért a bemeneti energiasűrűség paraméter értékét a mérési eredmény körül finoman változtatva úgy határoztam meg, hogy a számolás az erősítő harmadik átmenetének kimenetén (a kilencedik közeg után) a mérésel megegyező energiaértéket szolgáltatson. A Δn törésmutató különbséget illesztési paraméterként használtam. Megjegyzem, hogy a számolások során figyelembe vett ablakvastagság nagyobb a kísérletekben használt ablakok 0.8 cm -es tényleges vastagságánál. Ennek az az oka, hogy a lézernyaláb inhomogenitásai miatt (lásd 2.3. *alfejezet*) a nyaláb effektív felülete kisebb a mérésel meghatározott értéknél (a környezetüknél intenzívebb „forró pontok” az önfázismoduláció során nagyobb szerepet játszanak), és ez a számolásoknál feltételezett nagyobb felületű homogén nyalábeloszlás esetéhez képest nagyobb nemlinearitásokat (B -integrált) eredményez. Ennek hatását vettem figyelembe a számolásokban az ablakvastagság megnövelésével.

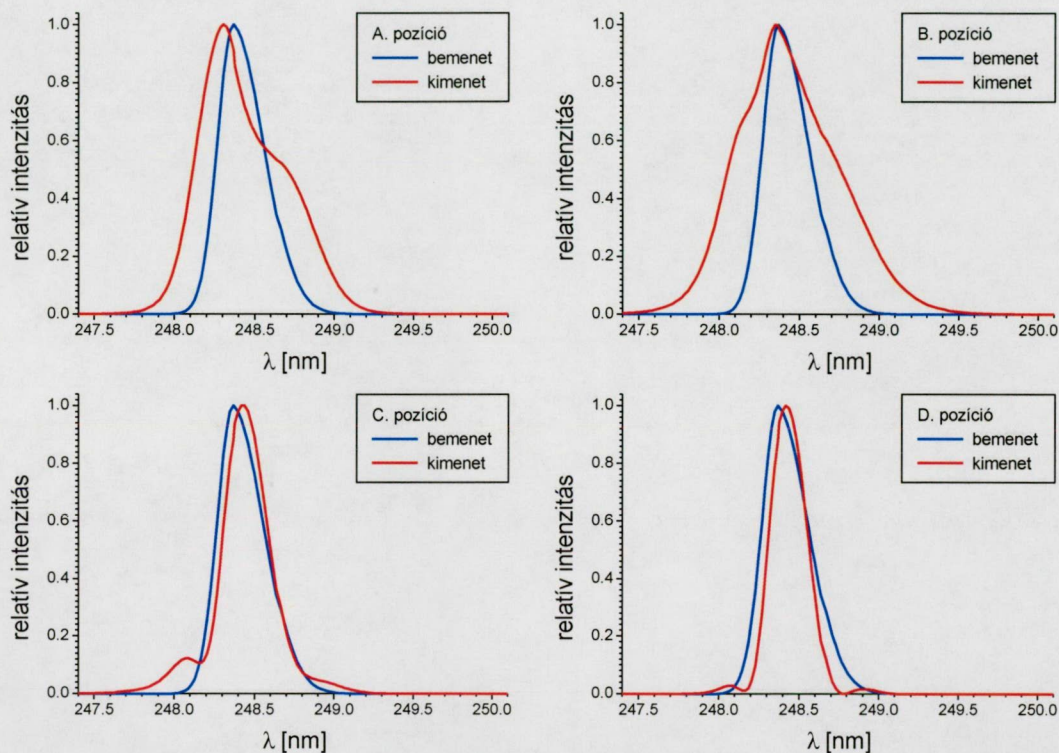


2-12. ábra

Szimulációval kapott spektrumok

A 2-12. ábrán a szimulációval kapott kimeneti spektrumokat tüntettük fel. Látható, hogy ezek a spektrumok a - 2-9. ábrán feltüntetett - kísérletileg mért spektrumokkal nagyon jó egyezést mutatnak annak ellenére, hogy a számolás során jelentős egyszerűsítő

közelítéseket alkalmaztunk. A számolási paraméterek - 2-1. táblázatban megadott értékeinek - változtatásával megállapítható volt, hogy a kimeneti spektrum tulajdonságaira a bemenő frekvenciamoduláció mellett a lézerablakokban létrejövő *Kerr-típusú nemlinearitás* van döntő hatással. Ezt az eredményt a 2-13. ábra szemlélteti, ahol az ábrázolt kimeneti spektrumok számolásánál csak az ablakok *Kerr-típusú nemlinearitását* vettem figyelembe úgy, hogy ez a folyamat a korábbi számolással megegyező *B-integrált* adjon.



2-13. ábra

Az ablakokban fellépő *Kerr-típusú* önfázismoduláció figyelembevételével kapott spektrumok

A fentiek alapján a rövid impulzusok *KrF* erősítőben bekövetkező spektrális „fejlődése” a következőképpen interpretálható: A *Kerr-típusú SPM* következtében létrejövő pozitív frekvenciamoduláció összeadódik az impulzus kezdeti frekvenciamodulációjának értékével, amely pozitívan frekvenciamodulált bemenő impulzus esetén - a *transzformáció-limitált* esethez képest lényegesen erőteljesebb - spektrális szélesedést, negatívan frekvenciamodulált impulzus esetén pedig spektrális keskenyedést eredményez [91]. Az erősítés telítése csökkenti a spektrum rövidebb hullámhosszú oldalán létrejövő kiszélesedést - amelyet az impulzus lefutó része határoz meg - azáltal, hogy a felfutó részt meredekebbé teszi, „elnyomva” az impulzus többi részét. A gerjesztett és az alapállapotú aktív anyag törésmutatójának különbsége által okozott fázismoduláció hatása kevésbé

szembetűnő ugyan, azonban szükséges a kimeneti spektrum eltolódásának értelmezéséhez. Pozitív Δn hatására a kimeneti spektrum a rövidebb hullámhosszak felé tolódik, míg negatív Δn a spektrumot a hosszú hullámhosszak felé tolja el. A lézerablakok anyagának *GVD*-je - az ablakok rövid hosszúságának következtében - bár enyhén módosítja a kezdeti frekvenciamoduláció értékét, azonban az impulzus spektrumának formálása során nem játszik fontos szerepet.

A rövid impulzusok KrF erősítőbeli spektrális fejlődésének kísérleti és elméleti vizsgálata alapján megállapítottam, hogy az erősítő ablakaiban a *Kerr-típusú nemlinearitás* által létrejövő önfázismoduláció hatása nagymértékben befolyásolható az impulzus kezdeti frekvenciamodulációjának megválasztásával. Közepes mértékű pozitív frekvenciamoduláció jelentős spektrális szélesedést, míg a negatív frekvenciamoduláció spektrális beszűkülést okoz. A rövid impulzusok erősítése során a KrF erősítőközeg viszonylag keskeny sáv szélességéből adódó, a minimális impulzusidőre vonatkozó korlátozást a bemenő impulzus kezdeti frekvenciamodulációjának helyes megválasztásával enyhíteni lehet.

2.3. Nagy intenzitású UV nyalábok homogenizálása

a. A nagy intenzitású UV nyalábok homogenizálásának lehetőségei

A nagy intenzitású lézerek által előállított nyalábok homogén eloszlása elengedhetetlen feltétel sok alkalmazás (pl. az anyagmegmunkálás) számára. A gyakorlatban azonban a rövid impulzusú UV lézerek nyalábjai - az optikai felületeken lévő sérüléseken és lerakódásokon fellépő diffrakció következtében - erősen struktúrált intenzitáseloszlással rendelkeznek (*speckle pattern*). Ez a hatás a rövid hullámhosszakon különösen jelentős. Annak érdekében, hogy a lézernyaláb fázisfrontja minél kisebb mértékben torzuljon, ezekben a lézerrendszerekben általában nagyon jó felületi minőségű (legalább $\lambda/10$ pontosságú) optikai elemeket használnak. A KrF erősítő ablakai általában CaF_2 -ból készülnek amelyet elsősorban az indokol, hogy ez az anyag ellenáll a KrF lézer gázkeverékében jelen levő erősen korrozív F_2 gáznak és a transzmisszióképessége is nagyon jó a lézer hullámhosszán. Az ilyen ablakok felületét viszont - az anyag puhaságának köszönhetően - nagyon nehéz jó minőségűre megmunkálni. Ráadásul a KrF lézerek ablakainak belső felületére elkerülhetetlenül lerakódó szennyeződések szintén jelentősen hozzájárulnak a lézernyaláb terjedési tulajdonságait rontó diffrakciós effektusokhoz. A fentieket figyelembe véve tehát fontos feladat olyan eljárások kidolgozása, amelyek lehetővé teszik a nagy intenzitású KrF lézerek nyalábjainak homogenizálását.

A nanoszekundumos excimer lézerek számára kidolgozott homogenizáló eljárás - amely esetén keresztezett hengerlencse-sorokkal a nyalábot több résznyalábra osztjuk és a résznyalábok átfedésével érünk el homogén nyalábprofilt [92, 93] - nem használható a rövid impulzusú lézerek esetén, mivel ez a módszer az impulzusidő növekedését és kontrollálhatatlan interferencia-mintázat kialakulását eredményezi. Másrészt a - nyaláb fókuszában elhelyezett tülyuk által létrehozott irány szerinti szelekción alapuló - *térszűrés* sem használható a nagy intenzitású lézerek esetén, ugyanis a nyaláb haladási irányának véletlen ingadozásai következtében a fókuszban elhelyezett tülyukat szétroncsolja.

Más - a nagy intenzitású *UV* lézerek esetén jól alkalmazható - nyalábhomogenizálási eljárások sem ismeretesek. Ezért fontos volt olyan eljárás kidolgozása, amely ilyen lézerek esetében is megoldja a homogenizálás feladatát.

b. Az erősítés homogenizáló hatásának sebességi egyenleteken alapuló vizsgálata

A homogenizációs eljárás alapötlete az, hogy kihasználjuk az erősítés telítődéséből adódó energia-stabilizáló hatást [94]. Ugyanis a telítődés következtében az erősítés értéke jelentősen függ az impulzus energiasűrűségétől: az E_{sat} telítési energiasűrűség értékénél lényegesen kisebb bemenő energiasűrűségek esetén ($E_{be} \ll E_{sat}$) az impulzus a G_0 kisjelű erősítés értékének megfelelő mértékben erősödik ($G_0 = e^{g_0 l}$), míg nagyobb bemeneti energiasűrűségek esetén ($E_{be} \geq E_{sat}$) az erősítés értéke kisebb lesz (lásd (1-9) összefüggés). Az inhomogén nyaláb eltérő energiasűrűségű részei különböző mértékben erősödnek (a kisebb energiájú tartományok nagyobb mértékben erősödnek a kezdetben nagyobb energiával rendelkezőknél), s ez a nyaláb homogenitásának növekedését eredményezi. Várható, hogy a homogenizálás hatékonysága függ a bemenő impulzus átlagos energiasűrűségétől.

A fenti folyamat a nyalábnak csak a térbeli energiaceloszlását módosítja, a fázisfrontját változatlanul hagyja, így - az optikai felületek karcolásai és egyéb hibái következtében létrejövő - fázisfront-torzulások miatt a lézernyaláb homogenitása közvetlenül az erősítő után optimális. Ezért az anyagmegmunkálás során - ahhoz, hogy a céltárgy minél homogénebb módon legyen kivilágítva - az erősítő kimeneti ablakának síkját kell a céltárgy felületére leképezni (ún. *image relay* technika).

A stabilizáció mértékének kvantitatív jellemzésére szolgál az S globális stabilizáció [95]:

$$S = \frac{\Delta E_{be} / E_{be}}{\Delta E_{ki} / E_{ki}}. \quad (2-20)$$

Az g erősítési tényező és a c^* kontraszt együttható bevezetésével analóg módon érdemes bevezetni az s lokális stabilizációs együttható fogalmát is [94]:

$$s = \lim_{g_0 l \rightarrow 0} \frac{\ln S}{g_0 l}, \quad (2-21)$$

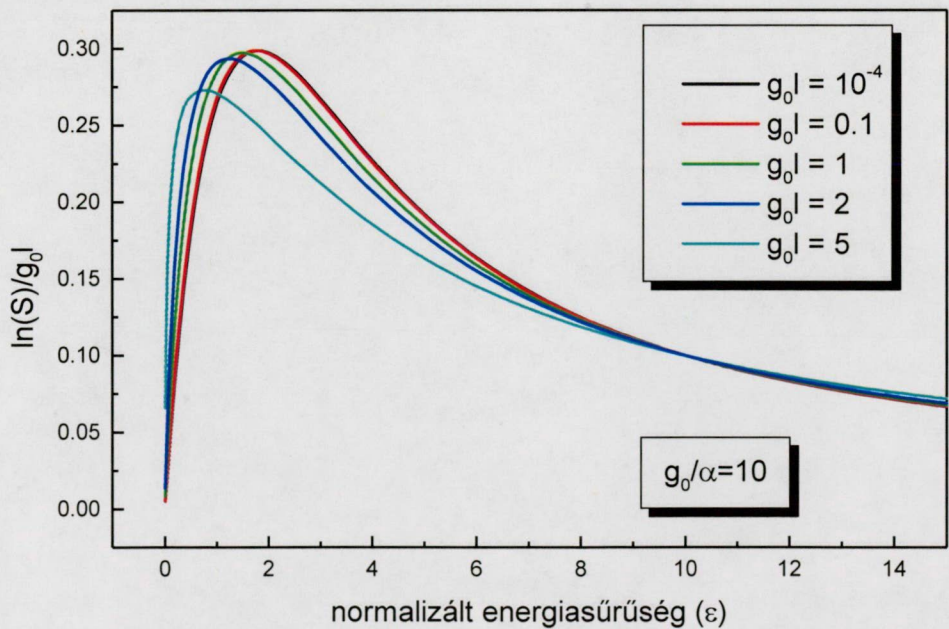
Ennek segítségével a globális stabilizáció a következő alakba írható:

$$S = e^{\int_0^L s(z) g_0 dz}, \tag{2-22}$$

ahol L az erősítő hossza.

Érdemes megjegyezni, hogy az s lokális stabilizációs együttható - az S globális stabilizációval ellentétben - független az erősítő közeg lineáris abszorpciójától, mivel a lineáris abszorpció csak az energiasűrűség növekedésének csökkentése révén van hatással a globális stabilizációra.

A KrF erősítőre vonatkozó globális stabilizáció az (1-10) sebességi egyenlet megoldásával határozható meg. A 2-14. ábrán a globális stabilizáció logaritmusának normalizált értékei láthatók, különböző $g_0 l$ értékek esetén, a normalizált bemenő energiasűrűség függvényében. A stabilizációs értékek meghatározásánál a $\Delta E_{be}/E_{be} = 10^{-3}$ bemeneti ingadozással számoltunk. A $g_0 l = 10^{-4}$ esetén (vagyis nagyon rövid erősítőt feltételezve) ábrázolt függvény lényegében a lokális stabilizációs együttható alakjával egyezik meg.

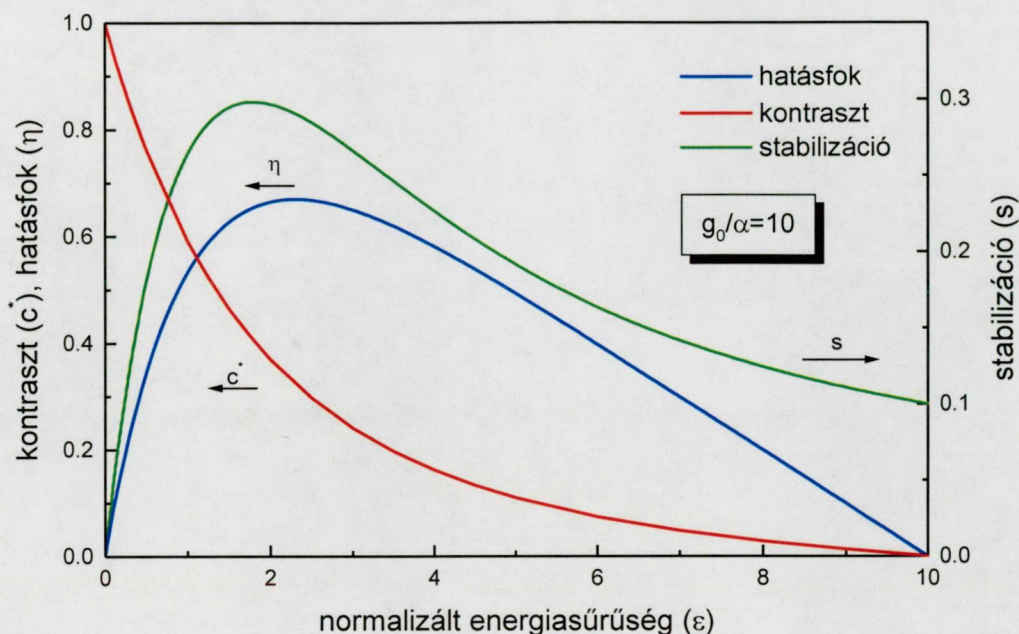


2-14. ábra

A globális stabilizáció logaritmusa a normalizált energiasűrűség függvényében, KrF erősítő esetén

A 2-14. ábráról az is leolvasható, hogy - kis $g_0 l$ esetén - maximális stabilizáció $\varepsilon \approx 1.8$ normalizált energiasűrűség esetén jön létre, és a stabilizáció hatékonysága $g_0 l$ növelésével csökken. Hatékony stabilizáló hatás érdekében tehát az erősítőt - kis $g_0 l$ érték mellett - az

$\varepsilon = 1.8$ normalizált energiasűrűség-érték közelében kell működtetni. A több átmenetes *off-axis* erősítő-elrendezés alkalmazása - a divergencia és az egyes átmenetek szögeinek helyes megválasztásával - lehetőséget nyújt arra, hogy az egyes átmenetek során a nyaláb energiasűrűsége keveset változzon a teljes $g_0 l$ szorzat nagy értékei esetén is.



2-15. ábra

Energiakinyerési hatások (η), kontraszt koefficiens (c^*) és stabilizációs együttható (s) a normalizált energiasűrűség függvényében, KrF erősítő esetén [21]

A 2-15. ábrán jól látható, hogy az energiakinyerés hatásfoka (η) és a stabilizációs együttható (s) az optimális értékét közel azonos energiasűrűség-értékek esetén veszi fel [21]. Megállapítható tehát, hogy az energiakinyerés és a kontraszt optimalizálása érdekében bevezetett *off-axis* elrendezés használata az erősítő homogenizáló hatásának effektivitását is maximális értéken tartja.

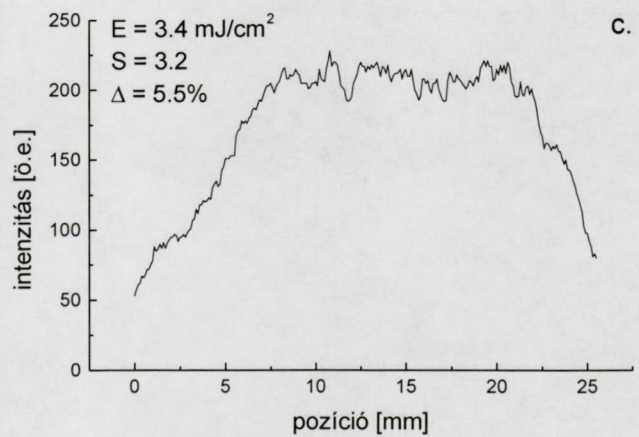
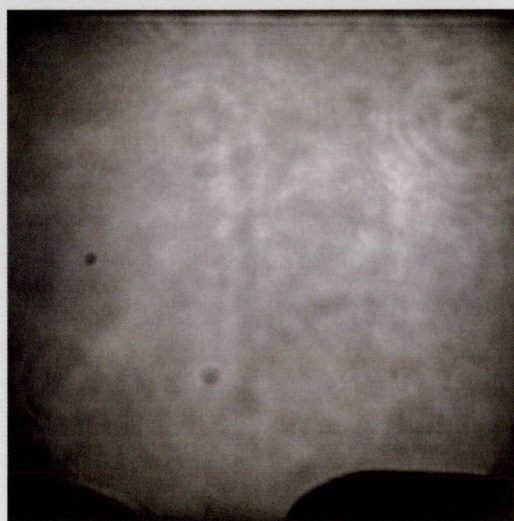
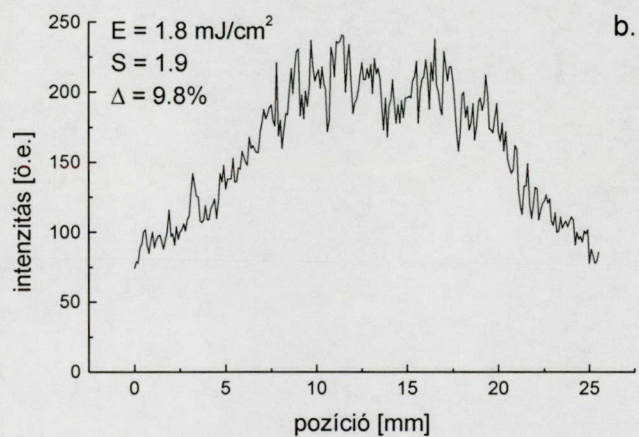
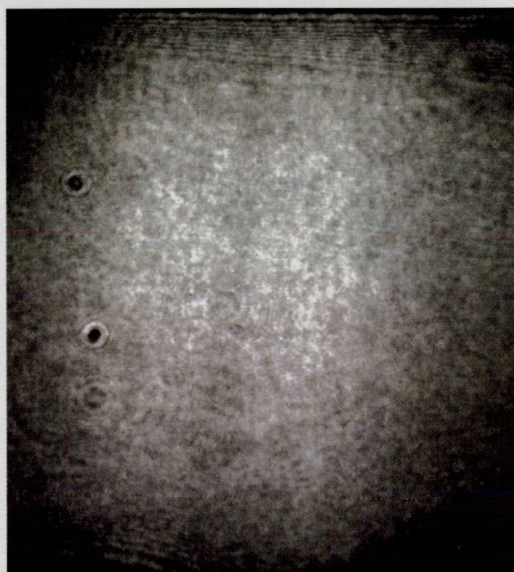
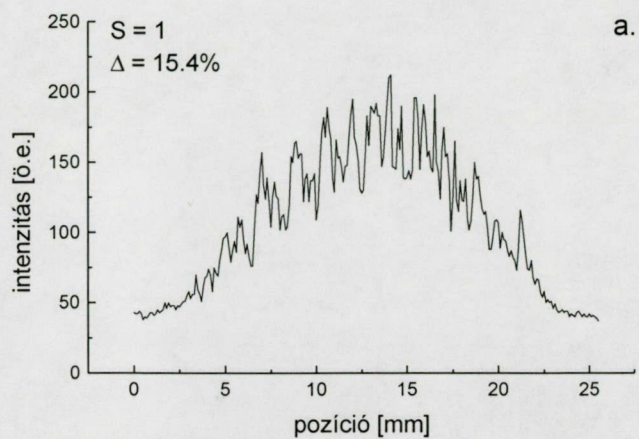
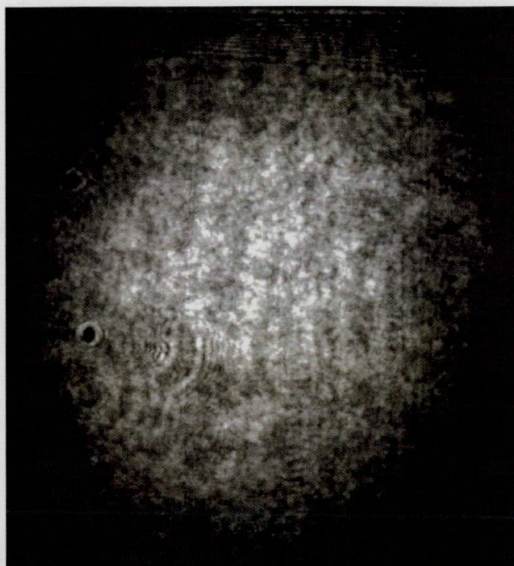
Megjegyzem azonban, hogy az erősítés telítődése - a nyaláb homogenitásának növelése mellett - károsan hat az impulzus időbeli tulajdonságaira, hiszen a különböző energiasűrűséggel rendelkező nyalábtartományokban az impulzus időbeli alakja - az eltérően telítődő erősítés következtében - eltérő módon torzul. Ez a folyamat esetünkben azért nem okoz jelentős problémát, mert az erősítő homogenizáló hatása - ahogy az a 2-15. ábrán látható - viszonylag kis mértékű telítés esetén maximális, amikor az impulzus időbeli alakjának torzulása még elhanyagolható.

c. A KrF erősítő nyalábhomogenizáló hatásának kísérleti kimutatása

Az *off-axis* KrF erősítő nyalábhomogenizáló hatását az 1-2. ábrán látható lézerrendszer segítségével vizsgáltam [94]. Az erősítő bemenetén a 248 nm hullámhosszú impulzusok energiája átlagosan 20 μJ volt, amely $E_{be} = 0.07 \text{ mJ/cm}^2$ energiasűrűségnek felel meg. A lézernyaláb divergenciáját úgy választottam meg, hogy az erősítő kimenetén a nyaláb kitöltse az erősítő teljes apertúráját. Az erősítő kimeneti ablakának síkját egy $f = 500 \text{ mm}$ fókusz távolságú CaF_2 lencse segítségével - 3:1 arányban kicsinyítve - képeztem le egy UV-érzékeny lézernyaláb-diagnosztikai rendszer [93] CCD detektorára.

A detektáláshoz szükséges fényintenzitást közvetlenül az erősítő után elhelyezett két - dielektrikum-réteggel ellátott - szűrő segítségével állítottam be. A lézerrendszer UV részében 1/10 felületi minőségű optikai elemeket használtam (beleértve a CaF_2 erősítőablakokat is). A lézernyaláb intenzitásprofiljának homogenitását azonban az ablakokon levő karcolásokon és porszemcséken fellépő diffrakció rontotta.

A különböző erősítési paraméterek esetén felvett intenzitáseloszlások a 2-16. ábrán láthatók. Az a. ábrán látható eloszlás felvételekor a KrF erősítő ki volt kapcsolva ($S = 1$). A b. ábrán $\sim 1.8 \text{ mJ/cm}^2$ ($\varepsilon = 0.9$) kimeneti energiasűrűség esetén rögzített intenzitásprofil látható. Ahhoz, hogy a kimeneti energiasűrűség ilyen alacsony értékű legyen, a KrF erősítőben csökkentett F_2 tartalmú gáztöltést alkalmaztam. Az említett két esetben - az erősítés kis értékeinek köszönhetően - az erősített spontán emissziós (ASE) háttér elhanyagolhatóan kicsi volt. A c. ábrán bemutatott eloszlást standard gáztöltés mellett, $E_{ki} \sim 3.4 \text{ mJ/cm}^2$ ($\varepsilon = 1.7$) kimeneti energiasűrűség esetén vettem fel. Az ábrán látható képet a 20%-os ASE háttér figyelembevételével, korrigálással kaptam. Az egyes ábrák mellett látható grafikonok a képek közepén, vízszintes vonal mentén felvett intenzitásértékeket ábrázolják. Az erősítés telítődése következtében kialakuló homogenizáló hatás a 2-16. ábra segítségével jól nyomonkövethető.

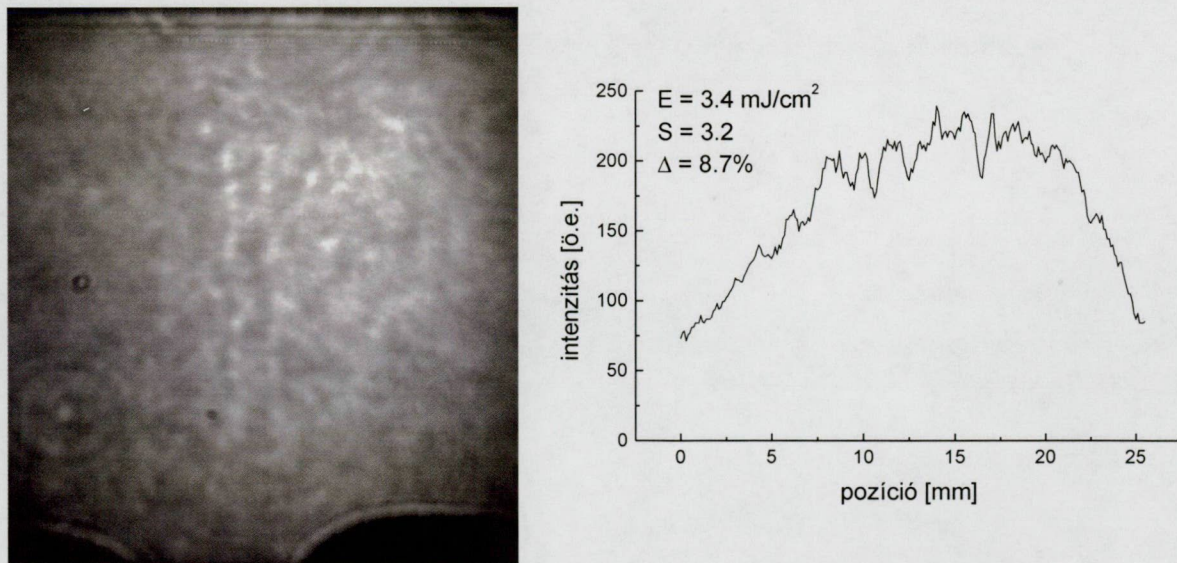


2-16. ábra

Nyalábprofilok és a megfelelő intenzitáseloszlások az erősítő kimeneti ablakánál a kisjelű erősítési együttható
a. $g_0 = 0 \text{ cm}^{-1}$, **b.** $g_0 = 0.16 \text{ cm}^{-1}$ és **c.** $g_0 = 0.20 \text{ cm}^{-1}$ értékei esetén

A globális stabilizáció értékének becsléséhez - a nyaláb divergenciáját is figyelembe véve - kiszámítottam az egymást követő átmenetek erősítését. Az $E_{ki} \sim 1.8 \text{ mJ/cm}^2$ és az $E_{ki} \sim 3.4 \text{ mJ/cm}^2$ kimeneti energiasűrűségek esetén nyert $g_0 = 0.16 \text{ cm}^{-1}$, illetve $g_0 = 0.20 \text{ cm}^{-1}$ értékek a globális stabilizációra $S_b = 1.9$, illetve $S_c = 3.2$ értékeket szolgáltattak. A $\Delta_a = 15.4 \%$ -os standard deviációval (lásd 2-16.a ábra) számolt $\Delta_a/S_b = 8.1 \%$ -os, illetve a $\Delta_a/S_c = 4.8 \%$ -os értékek jó egyezést mutatnak az egyes intenzitásprofilok $\Delta_b = 9.8 \%$ -os és $\Delta_c = 5.5 \%$ -os standard deviációival. A számolt és a mért értékek közötti eltérés elsősorban annak a számolás során alkalmazott egyszerűsítő feltételezésnek tulajdonítható, hogy az inhomogenitás teljes egészében az erősítő előtt jött létre, a valóságban viszont az inhomogenitást az egyes átmenetek közötti erősítő ablakok okozzák.

Azt is megfigyeltük, hogy az erősítőtől távolodva a nyalábprofil egyre inhomogénebbé válik. Ennek elsődleges oka az erősítő ablakai által okozott fázisfront-torzulás, amelyet a felületi hibák által okozott diffrakció mellett - a nagy intenzitás következtében - az ablakok anyagában fellépő nemlineáris törésmutató-változás is elősegít.



2-17. ábra

Nyalábprofil és a megfelelő intenzitáseloszlás az erősítő kimeneti ablaka után 1m-rel (az erősítő működési paraméterei megegyeznek a 2-16.c ábra felvételékor alkalmazott paraméterekkel)

A fázisfront-torzulás - a lézernyaláb terjedési tulajdonságainak lerontása által - az erősítőtől távolodva egyre nagyobb térbeli intenzitás-modulációt okoz. Ez a zavaró hatás azonban kiküszöbölhető az erősítő ablakának a céltárgy felületére való leképezése által (amint ez a 2-16. ábra felvételénél is történt). Erősen modulált intenzitáseloszlás alakul ki abban az esetben, ha nem használunk leképezést. Ezt szemlélteti a 2-17. ábra, amely 1 m-

rel az erősítő kimenete után mutatja a nyalábprofilt. A 2-17. ábrán látható intenzitáseloszlás felvételénél ugyanolyan erősítési paramétereket használva mint a 2-16.c ábra esetén, a standard deviáció 5.5%-ról 8.7%-ra növekedett. Az előzőek figyelembevételével az anyagmegmunkálás szempontjából ideális elrendezést - amely az optikai közegeken való áthaladás során létrejövő nemlinearitások által okozott fázisfront-torzulásokat minimalizálja - a következőképpen képzelhetjük el: a céltárgy egy olyan vákuumkamrában helyezkedik el, amely közvetlenül az erősítő kimeneti ablakához csatlakozik, és az erősítő kimenetét reflektív optika képezi le a céltárgy felületére [96].

2.4. A nagy intenzitású ultraibolya lézerrendszer alkalmazása plazmafizikai kísérletekben

a. Rövid impulzusú és rövid hullámhosszú sugárzás előállítása

A rövid impulzusú, nagy intenzitású lézerek új távlatokat nyitottak a nemlineáris optika és a plazmafizika számára, mivel az alkalmazásukkal létrehozott elektromágneses terek térerőssége összemérhető, illetve lényegesen nagyobb is lehet mint az atomokon belüli elektromos tér nagysága. Ilyen nagy intenzitású lézerfény hatására az atomi kötések felszakadnak, az atomok ionizálódnak, és ezek a folyamatok - erősen nemlineáris viselkedésű - plazma kialakulásához vezetnek. A plazmában lejátszódó nemlineáris folyamatok - többek között - a lézerfény felharmonikusainak létrejöttét eredményezik. A plazmában keltett felharmonikusok révén a rövid impulzusú lézerekkel kelthető sugárzás hullámhosszát egészen a *vákuum-ultraibolya* (VUV) és az *extrém-ultraibolya* (XUV) tartományig lehetett kiterjeszteni [97-99].

A szilárdtestek felületén rövid impulzusú lézer által keltett plazma sajátos tulajdonsága, hogy a lézerfény-anyag kölcsönhatás nagyon rövid időtartama alatt a keletkező plazma nem tud kiterjedni, s így módon vastagsága a besugárzó fény hullámhosszánál lényegesen kisebb marad. Ennek következtében a plazma sűrűsége - a szilárdtest sűrűségétől a testet körülvevő légritka tér sűrűségéig - rövid távolságon belül gyorsan változik. A lézerfény elektromos terében a plazma elektronjai - a nagyon meredek sűrűségprofil következtében - erősen anharmonikus oszcillációba kezdenek. Az elektronok oszcillációja által keletkező áram okozza a lézersugárzás felharmonikusainak megjelenését. Ilyen módon, az 1060 nm hullámhosszú lézerimpulzusokkal még a 75. harmonikus ($\lambda = 14\text{ nm}$) keletkezését is detektálták [99]. A legtöbb felharmonikuseltérésre irányuló kísérletet szilárdtest lézerrel végezték, azonban az elméleti számítások szerint a *KrF* lézerek is kiválóan alkalmasak a rövid hullámhosszú harmonikusok keltésére [100].

A harmonikuseltérésre vonatkozó kísérleteink során az 1-2. ábrán látható lézerrendszert használtuk, amely 248 nm hullámhosszúságú, 500 fs impulzusidejű 15 mJ energiájú impulzusokat szolgáltatott. A lineárisan polarizált nyalábot egy $f = 330\text{ mm}$ fókusztávolságú kvarclencsével fókuszálva, maximálisan $\sim 5 \cdot 10^{15}\text{ W/cm}^2$ intenzitást

hoztunk létre az alumínium, grafit és polisztirol céltárgy felületén, s ily módon - a lézerfény polarizációs irányától függetlenül (mind p -, mind s - polarizáció esetén) - második és harmadik felharmonikus sugárzást sikerült előállítani [101-103]. A KrF erősítő működési paramétereinek helyes megválasztásával az erősítő spontán emissziós (ASE) háttérsugárzásának intenzitását a fókuszban $\sim 10^7 \text{ W/cm}^2$ értékre csökkentettük (a kontraszt arány $5 \cdot 10^8$). Ez az intenzitás lényegesen kisebb a plazmakeltéshez szükséges intenzitásnál, azonban még ez is a céltárgy felületén levő anyag egy részének elpárologtatásához vezethet. Az ASE felharmonikusokkeltésre kifejtett hatását tömegspektrográfiai mérésekkel vizsgáltuk [104].

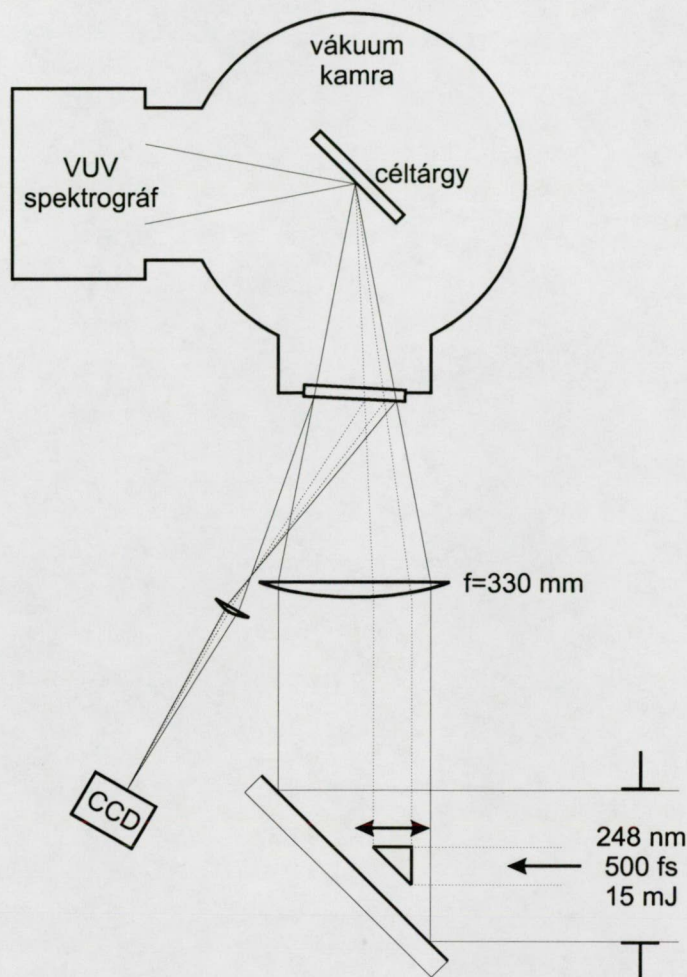
b. A felharmonikusokkeltés hatásfokának befolyásolása előimpulzus alkalmazásával

A felharmonikusokkeltés hatásfokának optimalizálására végzett kísérletekben a céltárgy felületén előplazmát keltettünk, és a nagy intenzitású lézerfénynek és az előplazmának a kölcsönhatásakor keletkező felharmonikusokat vizsgáltuk [105]. A kísérletek során a felharmonikusokat az előimpulzushoz képest - változtatható mértékben - késleltetett főimpulzussal hoztuk létre. Az alkalmazott lézer paraméterei megegyeztek az a. pontban leírtakkal.

A 2-18. ábrán látható kísérleti elrendezést alkalmazva az előimpulzust geometriai nyalábosztással a főimpulzusból kicsatolva hoztuk létre. A kicsatolást a nyalábtérelő tükör elé elhelyezett, $a = 5 \text{ mm}$ oldalhosszúságú derékszögű kvarcprizmával végeztük, amelynek a tükör felületétől - a nyaláb terjedési irányában - mért l távolságának változtatásával az impulzusok közötti Δt időkülönbséget 0 és 40 ps között lehetett szabályozni a következő összefüggés alapján:

$$\Delta t = \frac{l - a(n_g - 1)}{c}, \quad (2-23)$$

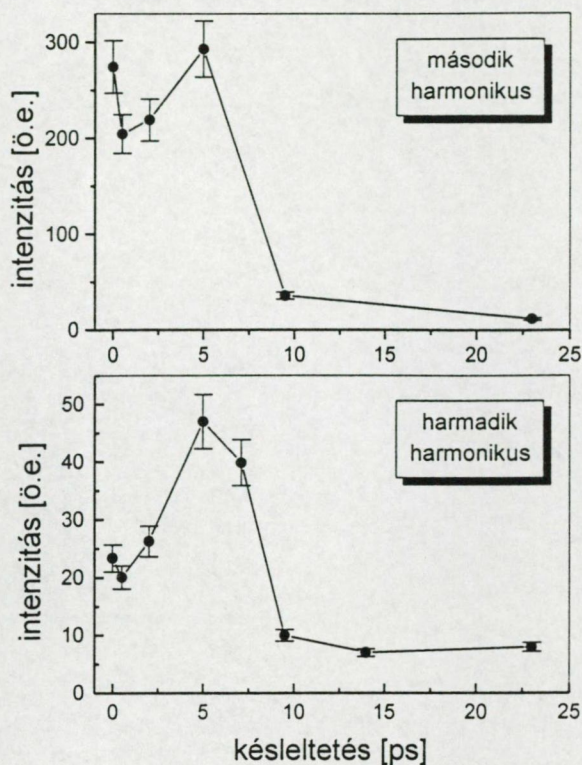
ahol n_g a prizma anyagának csoport indexe ($n_g = 1.647$). A teljes nyaláb $25 \times 20 \text{ mm}^2$ -es, illetve a kicsatolt nyaláb $5 \times 5 \text{ mm}^2$ -es keresztmetszetét, valamint a teljes nyaláb fókuszálásával elérhető $\sim 5 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ intenzitást figyelembe véve, az előimpulzus fókuszált intenzitása $\sim 10^{13} \text{ W/cm}^2$ -nek adódott. Ez az intenzitás elegendően nagy ahhoz, hogy a céltárgy felületén plazmát keltsen.



2-18. ábra

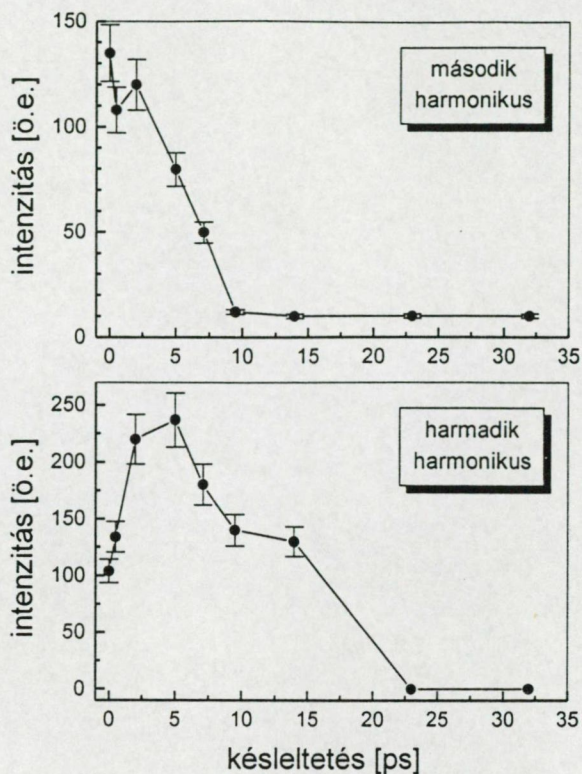
Kísérleti elrendezés az előplazma felharmonikuseltésre kifejtett hatásának vizsgálatára

A kicsatolt és a teljes nyaláb fókuszbeli átfedését az ekvivalens fókusznek - amelyet a nyaláboknak a vákuumkamra bemeneti ablakáról visszaverődő hányada hozott létre - egy CCD kamerába való leképezésével tudtuk ellenőrizni. Mivel a prizmáról reflektálódó nyaláb keresztmetszete lényegesen kisebb volt a teljes nyaláb keresztmetszeténél, ezért az általa létrehozott fókuszfolt a főnyaláb által keletkezőnél jóval nagyobb volt. Ez tette lehetővé, hogy a fókuszfoltok folyamatos átfedése a nyalábok terjedési irányának - a légköri zavarok által kiváltott - kicsiny ingadozásai ellenére is mindig biztosítható volt. A nyalábokkal 45° -os szöget bezáró céltárgyat az egymást követő lézerlövések között elmozgatva minden egyes lézerimpulzus a céltárgy felületének új részét érte. A fókuszban keletkező plazmasugárzás spektrumát a tükör-reflexió irányában elhelyezett VUV spektrográffal vizsgáltuk. A spektrográfban az 550 vonal/mm-es toroidális reflexiós rács által előállított spektrumot egy foszfor-réteggel bevont MCP detektor érzékelt.



2-19. ábra

A harmonikusok (2ω , 3ω) intenzitásának függése a főimpulzus késleltetésétől *p*-polarizált lézernyaláb és szén céltárgy esetén



2-20. ábra

A harmonikusok (2ω , 3ω) intenzitásának függése a főimpulzus késleltetésétől *s*-polarizált lézernyaláb és szén céltárgy esetén

A 2-19. ábrán a *p*-polarizált, a 2-20. ábrán pedig az *s*-polarizált lézernyalábbal grafit felületén keltett második és harmadik felharmonikus sugárzás intenzitásának változása látható, az impulzusok késleltetésének függvényében. A *p*- és az *s*-polarizált lézernyaláb esetén keltett felharmonikusok viselkedése sok hasonlóságot mutat. Mind az *s*-, mind a *p*-polarizációjú lézernyaláb által keltett második harmonikus esetén megfigyelhető, hogy a harmonikus intenzitása ~ 10 ps-nál nagyobb késleltetések esetén a zaj-szintjére csökken. A *p*-polarizált esetben ~ 5 ps-os késleltetésnél az ábrán egy kis maximumot lehet ugyan látni, de a görbék tendenciáját tekintve megállapítható, hogy előimpulzus alkalmazása esetén az impulzusok közötti időközleltetés növelésével a második felharmonikus keltésének határfoka csökken. Ettől jelentősen eltér a harmadik harmonikus viselkedése az előimpulzus alkalmazása esetén. Mind a *p*-, mind az *s*-polarizációjú nyaláb esetén ugyanis jelentős (2-3-szoros) intenzitás növekedés figyelhető meg, ~ 5 ps-os késleltetés mellett. A késleltetést növelve a *p*-polarizáció esetén gyorsan (~ 10 ps alatt), az *s*-polarizáció esetén viszont jóval hosszabb idő alatt (~ 20 ps) csökken le a harmonikus sugárzás intenzitása. A 2-19. és a 2-20. ábrán jól látható, hogy a felharmonikusok keletkezésének határfoka

jelentősen befolyásolható előplazma keltésével: a harmadik harmonikus esetén előplazma alkalmazásával a keltés határfoka jelentősen növelhető.

Az előimpulzusoknak a felharmonikuseltetés hatásfokára kifejtett hatása azzal hozható összefüggésbe, hogy az előimpulzus által a céltárgy felületén keltett előplazma ionakusztikus sebességgel tágulni kezd, s ez lecsökkenti a plazma sűrűségének (n) gradiensét, amelyet az

$$L = \left(\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} \right)^{-1} \quad (2-24)$$

skálahossz jellemez. Előimpulzus nélkül, a nagy intenzitású lézerimpulzus 500 fs -os időtartama alatt a plazma csak kevésbé tud kitágulni, így sűrűséggradiense nagy marad ($L/\lambda < 0.1$). A főimpulzust megelőző $\sim 10^{13} \text{ W/cm}^2$ intenzitású előimpulzus által keltett plazma gradiense azonban a főimpulzus késleltetésével erősen lecsökken (5 ps késleltetés esetén $L/\lambda \approx 0.2-0.5$), amely befolyást gyakorolhat a felharmonikuseltetésre.

Tekintve a probléma komplexitását, a jelenség pontos magyarázatához további kutatások szükségesek.

3. Összefoglalás

1. *Kísérletileg kimutattam, hogy rövid impulzusok frekvenciakétszerezése során a frekvenciakétszerezett impulzusok spektrumának alakja erősen függ a kezdeti fázismoduláció mértékétől. A jelenséget S.A. Akhmanov és munkatársai által kidolgozott terjedési egyenletek felhasználásával, illetve megoldásával magyaráztam. A folyamat megértéséhez felállítottam egy szemléletes, kvalitatív modellt is, amely a gyakorlatban jól felhasználható olyan elrendezések tervezésére, amelyekkel a rövid fényimpulzusok spektrális, illetve időbeli szűrése megvalósítható [72].*

A kísérletek során úgy találtam, hogy nagy kvadratikusan fázismodulációk esetén a frekvenciakétszerezett impulzus spektruma öröklíti az alapharmonikus spektrumának modulációit, míg az időben összenyomott impulzusok esetén - a bemenő spektrum alakjától függetlenül - sima, egy csúcsot tartalmazó kimeneti spektrumot kapunk. A jelenség értelmezését más nemlineáris folyamatok esetére is általánosítottam: nagy fázismoduláció esetén az impulzus spektrális komponensei időben eltérően, gyakorlatilag egymástól függetlenül haladnak át a közegen, megőrizve a spektrum alakját. Amennyiben a spektrális komponensek azonos fázisban terjednek, ezek koherens szuperpozíciója időben nagy központi csúcsot és kisebb intenzitású mellékcsúcsokat eredményez. A közeg nemlinearitása az intenzív központi csúcsot kiemeli, míg a kevésbé intenzív mellékcsúcsokat elnyomja, s ezáltal időben és spektrálisan simítja az impulzust.

2. *Kísérletileg megmutattam, hogy a rövid fényimpulzusoknak a KrF erősítőben fellépő spektrális változása jelentős mértékben függ az impulzusok kezdeti fázismodulációjától. Ennek értelmezésére elméleti modellt dolgoztam ki, amely számot ad a rövid impulzusok KrF erősítőbeli terjedését befolyásoló legfontosabb folyamatokról. A modellt alkalmazva, a kísérleti tapasztalatokkal jól egyező eredményeket kaptam. Ezen eredmények alapján meghatároztam a KrF erősítők rövid impulzusok erősítésére optimalizált működési paramétereit [76, 77].*

Kísérleti úton megállapítottam, hogy a pozitív kvadratikusan fázismoduláció jelentős (a bemenő spektrum sáv szélességét közel kétszeresére növelő) spektrális szélesedéshez vezet, míg a negatív fázismoduláció az impulzus spektrumának keskenyedését eredményezi. A KrF erősítő hatását leíró modell-egyenlet bemenő paramétereinek

változtatása révén kimutattam, hogy az impulzusok spektrális fejlődését elsődlegesen a kezdeti fázismodulációnak és az erősítő ablakaiban fellépő Kerr-típusú önfázismodulációnak a kölcsönhatása határozza meg.

3. *Kísérletekkel igazoltam, hogy a rövid impulzusú KrF erősítők működési paramétereinek helyes megválasztásával az erősített nyaláb térbeli intenzitáseloszlásának homogenitása javítható [94].*

Mivel a nagy intenzitású lézernyalábok esetén a klasszikus nyalábhomogenizáló eljárások nem alkalmazhatók, ezért az erősítés telítődésének energiastabilizáló hatását használtuk fel a nyaláb homogenizálására. Kísérleti eredményeim alátámasztják az erősítés sebességi egyenleteken alapuló modelljének segítségével kapott állítást, amely szerint az erősített nyaláb homogenitása akkor optimális, ha az impulzus energiasűrűsége a telítési energiasűrűség 1.8-szorosa. Ez az érték közel esik az energiakinyerés hatásfoka és a kontraszt szempontjából ideális energiasűrűség korábban meghatározott értékéhez ($E \approx 2.2 \cdot E_{sat}$, [43]), amely gyakorlatilag azt jelenti, hogy a hatásfok és a kontraszt szempontjából helyesen beállított erősítő a nyaláb homogenitását is növeli.

4. *Kísérleti eredményeimmel hozzájárultam annak demonstrálásához, hogy a szilárdtestek felületén nagy intenzitású lézerimpulzussal létrehozott felharmonikusok keletkezésének hatásfoka jelentősen befolyásolható előimpulzus alkalmazásával [105].*

Szén céltárgy és $\sim 5 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ fókuszált intenzitás esetén azt tapasztaltuk, hogy a második és harmadik harmonikus intenzitása a főimpulzus késleltetésének függvényében erősen változik. Ez a változás eltérő a különböző harmonikusok esetén: a harmadik harmonikus intenzitása 5 ps-os késleltetés mellett jelentősen megnövekszik az előimpulzus nélküli esethez képest, míg a második harmonikus esetén ilyen növekedés nem tapasztalható.

A fentiekben ismertetett új tudományos eredmények jelentős része a nagy intenzitású KrF lézerrendszerekben lejátszódó folyamatok megértéséhez, illetve ezen keresztül működésük optimalizálásához nyújtanak segítséget. Az eredmények gyakorlati vonatkozásaira való tekintettel azok közvetlenül hasznosíthatók a nagy intenzitású KrF lézerrendszerek építésénél. Ide vonatkozó eredményeinket számos külföldi laboratóriumban működő rendszernél alkalmazzák.

4. Summary

1. *It has been demonstrated experimentally that the second harmonic spectrum of a short laser pulse is strongly dependent on the frequency chirp of the fundamental pulse. This phenomenon has been theoretically investigated by numerical solution of the propagation equations and good agreement is found. A qualitative model has been developed which can be used easily in practice for the construction of spectral and temporal filters for ultrashort laser pulses [72].*

It has been found that the harmonic spectrum inherits the spectral modulations of the fundamental one in the case of large linear chirp. On the other hand the harmonic pulse develops a modulation-free single-peaked spectral shape when harmonic generation is done with the compressed fundamental pulse. The effect can be generalized for other nonlinear processes and can be interpreted as follows: in the case of large amount of chirp the spectral components undergo nonlinearities in the medium independently in different time maintaining the original spectral shape. However, when the pulse is compressed, the nonlinearities enhance the central maximum and suppress the temporal wings resulting in a smooth temporal and spectral profile.

2. *It has been demonstrated experimentally that the spectral features of the amplified short laser pulses from KrF amplifiers are strongly dependent on the initial chirp of the input pulse. A theoretical model has been developed which accounts for the most important physical mechanisms involved in the pulse propagation through such amplifiers providing good agreement with the experimental observations. Varying the different pulse and amplifier parameters optimum operational conditions have been determined for short-pulse KrF amplifiers [76, 77].*

It has been found that a positive initial frequency chirp leads to considerable spectral broadening while a negative chirp results in spectral narrowing. The calculations with different sets of parameters have shown that the interaction between the initial chirp and the SPM in the window material has the major influence on the spectral properties of the output pulse.

3. *It has been verified experimentally that the homogeneity of the amplified UV beam can be improved by spatial homogenization effect of saturated amplification of the KrF amplifier, necessitating proper choice of the amplification parameters [94].*

Since no practically applicable beam homogenization method is available for high-power short-pulse *UV* beams, the energy stabilization effect of the saturated amplification has been used to improve the homogeneity of the beam. Experimental investigation and numerical calculation showed that the energy density of the pulse resulting in the best output homogeneity is 1.8 times the saturation energy density. This value is close to the one previously found ($E \approx 2.2 \cdot E_{sat}$) for optimum energy extraction efficiency [43].

4. *I contributed to those experimental investigations which revealed that the conversion efficiency of harmonics generated by intensive 248 nm radiation on solid surfaces can be influenced by the use of prepulses [105].*

In case of $\sim 5 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ focused intensities, using carbon target material it has been found that the conversion efficiency for the second and third harmonics is strongly dependent on the delay of the main laser pulse with respect to the prepulse. This dependence is different for the different orders: the third harmonics has a maximum at 5 ps delay while the second harmonics shows a monotonic decrease with increasing delay.

Most of the above listed scientific achievements contribute to better understanding of the physical mechanisms in high intensity *KrF* laser systems. Practical consequences and even design considerations have been drawn from these results which can be applied in the construction of high intensity *KrF* laser systems. Some of them have already been used in a number of laboratories around the world.

Függelék

F-1. A rövid fényimpulzusok terjedési egyenlete

A rövid impulzusok terjedési egyenletének származtatása során követett gondolatmenet kialakításában erősen támaszkodtam a [106-108] monográfiákban szereplő levezetésekre, de több ponton eltértem ezektől. A részint eltérő tárgyalásmóddal az volt a célom, hogy a lehető legegyszerűbben minél általánosabb eredményt kapjak a terjedési egyenletek egydimenziós alakjának meghatározása során.

Induljunk ki a *Maxwell-egyenletekből* származtatható hullámegyenlet következő alakjából:

$$\frac{\partial^2 E(t,z)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E(t,z)}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P(t,z)}{\partial t^2}, \quad (\text{F1-1})$$

ahol $P(t,z)$ az elektromos polarizáció, amelyet szeparáljunk lineáris és nemlineáris tagokra:

$$P(t,z) = P_L(t,z) + P_{NL}(t,z). \quad (\text{F1-2})$$

Az elektromos polarizáció lineáris részének alakja a következő:

$$P_L(t,z) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t') E(t-t',z) dt'. \quad (\text{F1-3})$$

Az (F1-2) faktorizáció figyelembe vételével az (F1-1) hullámegyenlet a következő alakot nyeri:

$$\frac{\partial^2 E(t,z)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E(t,z)}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 P_L(t,z)}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}(t,z)}{\partial t^2}. \quad (\text{F1-4})$$

A következőkben az (F1-4) bal oldalát fogjuk átalakítani. Mivel ez a kifejezés csak lineáris tagokat tartalmaz, továbbá a *Fourier-transzformáció unitér*, ezért az azonos átalakítást a *frekvencia-képben* is elvégezhetjük, ahol ez sokkal egyszerűbb. Vegyük tehát az (F1-4) bal oldalának (1-13) szerinti *Fourier-transzformáltját*. Ekkor jutunk a következő kifejezéshez:

$$\frac{\partial^2 E(\omega, z)}{\partial z^2} + k^2(\omega)E(\omega, z), \quad (\text{F1-5})$$

ahol bevezettük a $k^2(\omega) = \frac{\omega^2(1 + \chi^{(1)}(\omega))}{c^2}$ mennyiséget. (F1-5) kiszámításánál kihasználtuk a *Fourier-transzformáció* differenciálásra és konvolúcióra vonatkozó tulajdonságait:

$$\mathcal{F}\left\{\frac{\partial^n f(t)}{\partial t^n}\right\} = i^n \omega^n f(\omega), \quad (\text{F1-6})$$

$$\mathcal{F}\{f(t) \otimes g(t)\} = f(\omega)g(\omega). \quad (\text{F1-7})$$

A (1-20) átalakításával a spektrális térerősséget fejezzük ki a burkolóval:

$$E(\omega, z) = \frac{1}{2} A(\omega - \omega_0, z) e^{-ik_0 z}. \quad (\text{F1-8})$$

Az (F1-5) kifejezésbe (F1-8)-at helyettesítve és a térkoordináta szerinti differenciálást elvégezve a következő alakot nyerjük:

$$\frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 A(\omega - \omega_0, z)}{\partial z^2} - 2ik_0 \frac{\partial A(\omega - \omega_0, z)}{\partial z} + (k^2(\omega) - k_0^2) A(\omega - \omega_0, z) \right] e^{-ik_0 z}. \quad (\text{F1-9})$$

Fejtsük *Taylor-sorba* a $k^2(\omega) - k_0^2$ kifejezést ω_0 körül, így (F1-9) a következőképpen írható:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 A(\omega - \omega_0, z)}{\partial z^2} - 2ik_0 \frac{\partial A(\omega - \omega_0, z)}{\partial z} + \right. \\ & \left. + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \left(\frac{\partial^n k^2(\omega)}{\partial \omega^n} \right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^n A(\omega - \omega_0, z) \right] e^{-ik_0 z}. \quad (\text{F1-10}) \end{aligned}$$

A (F1-10) kifejezésre alkalmazzuk az (1-14) *inverz Fourier-transzformáció* következő alakját:

$$\begin{aligned} A(t, z) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega, z) e^{i\omega t} d\omega = e^{i\omega_0 t} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega - \omega_0, z) e^{i(\omega - \omega_0)t} d(\omega - \omega_0) = \\ &= e^{i\omega_0 t} \mathcal{F}^{-1}\{A(\omega - \omega_0, z)\}. \quad (\text{F1-11}) \end{aligned}$$

Az inverz Fourier-transzformáció (F1-11) alakja esetén (F1-6)-nak megfelelő tulajdonság a következőképpen írható:

$$\mathcal{F}^{-1}\{i^n(\omega - \omega_0)^n f(\omega - \omega_0)\} = \frac{\partial^n f(t)}{\partial t^n}. \quad (\text{F1-12})$$

Elvégezve az (F1-11) transzformációt és alkalmazva (F1-12) tulajdonságot, az (F1-4) egyenlet bal oldalára a következő kifejezést nyerjük:

$$\frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 A(t,z)}{\partial z^2} - 2ik_0 \frac{\partial A(t,z)}{\partial z} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-i)^n}{n!} \left(\frac{\partial^n k^2(\omega)}{\partial \omega^n} \right)_{\omega_0} \frac{\partial^n A(t,z)}{\partial t^n} \right] e^{i(\omega_0 t - k_0 z)}. \quad (\text{F1-13})$$

Bevezetve a

$$P_{NL}(t,z) = \frac{1}{2} \bar{P}_{NL}(t,z) e^{i(\omega_0 t - k_0 z)} + k.k. \quad (\text{F1-14})$$

burkolót, valamint elvégezve az idő szerinti differenciálást, a (F1-4) egyenlet a következő alakot nyeri:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A(t,z)}{\partial z} + \frac{i}{2k_0} \frac{\partial^2 A(t,z)}{\partial z^2} - \frac{1}{2k_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-i)^{n+1}}{n!} \left(\frac{\partial^n k^2(\omega)}{\partial \omega^n} \right)_{\omega_0} \frac{\partial^n A(t,z)}{\partial t^n} = \\ = i \frac{\mu_0}{2k_0} \left(\frac{\partial^2 \bar{P}_{NL}(t,z)}{\partial t^2} + 2i\omega_0 \frac{\partial \bar{P}_{NL}(t,z)}{\partial t} - \omega_0^2 \bar{P}_{NL}(t,z) \right). \end{aligned} \quad (\text{F1-15})$$

Ez a fényimpulzusok egydimenziós terjedési egyenlete diszperzív, nemlineáris közeg esetére. Az egyenlet levezetésénél nem használtunk közelítéseket, ilyen értelemben a (F1-15) egyenlet egzakt. A *SVEA* közelítést alkalmazva (elhanyagolva a bal oldalon a térkoordináta szerinti második deriváltat és a jobb oldalon a két idő szerinti deriváltat tartalmazó kifejezést), valamint az anyagi diszperziót másodrendig figyelembe véve (a bal oldali összegzés $n = 2$ -nél nagyobb tényezőit elhanyagolva) (F1-15)-ből a következő egyszerűbb egyenletet nyerjük:

$$\frac{\partial A(t,z)}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A(t,z)}{\partial t} - \frac{i}{2} \left(\frac{\partial^2 k(\omega)}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_0} \frac{\partial^2 A(t,z)}{\partial t^2} = -i \frac{\mu_0 \omega_0^2}{2k_0} \bar{P}_{NL}(t,z), \quad (\text{F1-16})$$

ahol $v_g = \left(\frac{\partial k}{\partial \omega} \right)_{\omega_0}^{-1}$ az impulzus közegbeli *csoportsebessége*. A $\left(\frac{\partial^2 k(\omega)}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_0}$ mennyiség

jellemzi másodrendben a közeg *csoportsebesség-diszperzióját* (*group velocity dispersion; GVD*).

Térjünk át a közeghez rögzített koordinátarendszerből az *impulzussal együtt haladó vonatkoztatási rendszerre*: végrehajtva a

$$z \rightarrow z, \text{ és } t - \frac{z}{v_g} \rightarrow t \quad (\text{F1-17})$$

koordináta transzformációkat, az (F1-16) egyenlet alakja a következő egyszerűbb alakot veszi fel:

$$\frac{\partial A(t, z)}{\partial z} - \frac{i}{2} \left(\frac{\partial^2 k(\omega)}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_0} \frac{\partial^2 A(t, z)}{\partial t^2} = -i \frac{\mu_0 \omega_0^2}{2k_0} \bar{P}_{NL}(t, z). \quad (\text{F1-18})$$

F-2. A harmadrendű nemlinearitásokat figyelembe vevő terjedési egyenlet

Vizsgáljuk meg a homogén közegekben fellépő nemlinearitásokat. A nemlineáris polarizáció általában a következő alakot veszi fel [61]:

$$P_{NL}(\omega, z) = \varepsilon_0 \left(\chi^{(2)}(\omega) E^2(\omega, z) + \chi^{(3)}(\omega) E^3(\omega, z) + \dots \right). \quad (\text{F2-1})$$

Szimmetria okok miatt homogén közegben a páros kitevőjű tényezők rendre eltűnnek, csak a páratlan kitevőjű tagok különböznek nullától. Ezért a homogén közegekben fellépő nemlinearitások közül a harmadrendű a legjelentősebb. Elhanyagolva a magasabb rendű tagokat, a nemlineáris polarizációra a következő kifejezést kapjuk:

$$P_{NL}(t, z) = \varepsilon_0 \iiint \chi^{(3)}(t_1, t_2, t_3) E(t - t_1, z) E(t - t_1 - t_2, z) E(t - t_1 - t_2 - t_3, z) dt_1 dt_2 dt_3 \quad (\text{F2-2})$$

Abban az esetben, ha az impulzus τ hossza lényegesen meghaladja a közeg nemlineáris válaszána τ_{NL} időállandóját, akkor a (F2-2) konvolúció szorzattá egyszerűsödik:

$$P_{NL}(t, z) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} E^3(t, z), \quad (\text{F2-3})$$

ahol $\chi^{(3)}$ konstans. A térerősség (1-16) alakját (F2-3)-ba helyettesítve, az (F1-14) által definiált burkolóra a következő kifejezést nyerjük:

$$\bar{P}_{NL}(t, z) = \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)} |A(t, z)|^2 A(t, z). \quad (F2-4)$$

A nemlineáris polarizáció burkolójának (F2-4) alakját (1-30) egyenletbe helyettesítve, egyszerű átalakítások után a következő egyenletet kapjuk:

$$\frac{\partial A(t, z)}{\partial z} - \frac{i}{2} \left(\frac{\partial^2 k(\omega)}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_0} \frac{\partial^2 A(t, z)}{\partial t^2} = -\frac{i}{2} \frac{\omega_0}{c} \frac{3}{4} \frac{\chi^{(3)}}{n_0} |A(t, z)|^2 A(t, z). \quad (F2-5)$$

Vezessük be a nemlineáris törésmutató fogalmát:

$$n = n_0 + n_2 \langle E^2(t, z) \rangle_T = n_0 + \gamma I(t, z), \quad (F2-6)$$

ahol n_0 a közeg lineáris törésmutatója, $\langle \rangle_T$ pedig az egy periódusra képzett időátlagot jelöli [62]. Ekkor

$$n_2 = \frac{3}{4} \frac{\chi^{(3)}}{n_0}, \quad (F2-7)$$

és az (F2-7)-ben bevezetett összefüggést alkalmazva, (F2-5) a következő alakot nyeri:

$$\frac{\partial A(t, z)}{\partial z} - \frac{i}{2} \left(\frac{\partial^2 k(\omega)}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_0} \frac{\partial^2 A(t, z)}{\partial t^2} = -i \frac{\omega_0}{c} \frac{n_2}{2} |A(t, z)|^2 A(t, z). \quad (F2-8)$$

F-3. A rövid impulzusok frekvenciakétszerezését leíró egyenlet

Második felharmonikus keltés másodrendű nemlinearitással rendelkező anyagok esetén lép fel. Feltételezve, hogy az impulzus τ hossza lényegesen meghaladja a közeg nemlineáris válaszának τ_{NL} időállandóját, a nemlineáris polarizáció alakjára - az F-2. függelékben tárgyalt módon - az alábbi kifejezés adódik:

$$P_{NL}(t, z) = \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2(t, z), \quad (F3-1)$$

ahol $\chi^{(2)}$ konstans. Keressük az (F1-4) hullámeqyenlet megoldásait a következő alakban:

$$E(t, z) = E_1(t, z) + E_2(t, z) = \frac{1}{2} A_1(t, z) e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} + \frac{1}{2} A_2(t, z) e^{i(\omega_2 t - k_2 z)} + k.k., \quad (F3-2)$$

ahol ω_1 , k_1 a bemenő jel központi körfrekvenciája és hullámszáma, $\omega_2=2\omega_1$, k_2 pedig a közegben keletkező második harmonikus központi körfrekvenciája és hullámszáma. A nemlineáris polarizációt a

$$P_{NL}(t, z) = \frac{1}{2} \bar{P}_{NL_1}(t, z) e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} + \frac{1}{2} \bar{P}_{NL_2}(t, z) e^{i(\omega_2 t - k_2 z)} + k.k. \quad (F3-3)$$

alakban vesszük fel, ahol (F3-1)-nek megfelelően

$$\bar{P}_{NL_1}(t, z) = 2\varepsilon_0 d A_1^*(t, z) A_2(t, z) e^{i\Delta k z}, \quad (F3-4)$$

$$\bar{P}_{NL_2}(t, z) = \varepsilon_0 d A_1^2(t, z) e^{-i\Delta k z}, \quad (F3-5)$$

ahol bevezettük a $d = \frac{\chi^{(2)}}{2}$ és $\Delta k = 2k_1 - k_2$ jelöléseket.

Az (F3-2) és az (F3-3) kifejezéseket az (F1-4) hullámegyenletbe helyettesítve, az (1-30) terjedési egyenlet levezetésével analóg módon adódik az $A_1(t, z)$, $A_2(t, z)$ komplex burkolókra vonatkozó két egyenlet:

$$\frac{\partial A_1(t_1, z)}{\partial z} - \frac{i}{2} \left(\frac{\partial^2 k(\omega)}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_1} \frac{\partial^2 A_1(t_1, z)}{\partial t_1^2} = -i\kappa_1 A_1^*(t_1, z) A_2(t_1, z) e^{i\Delta k z}, \quad (F3-6)$$

$$\frac{\partial A_2(t_2, z)}{\partial z} - \frac{i}{2} \left(\frac{\partial^2 k(\omega)}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_2} \frac{\partial^2 A_2(t_2, z)}{\partial t_2^2} = -i\kappa_2 A_1^2(t_2, z) e^{-i\Delta k z}, \quad (F3-7)$$

ahol $t_{1,2} = t - \frac{z}{v_{g1,2}}$ az alapharmonikus illetve a felharmonikus impulzussal együtt mozgó

koordinátarendszerbeli idő, $\kappa_1 = \frac{\omega_1^2 d}{c^2 k_1}$, $\kappa_2 = \frac{2\omega_1^2 d}{c^2 k_2}$.

Meg kell jegyezni, hogy párosrendű nemlinearitás csak olyan közegben lép fel, amelyek nem rendelkeznek középpontos szimmetriával (ilyenek a nem centrálszimmetrikus kristályok). Ismeretes, hogy ha a közeg nem homogén, akkor a $\chi^{(2)}$ szuszceptibilitás - és így d - nem skalár, hanem tenzor mennyiség. Másodrendű nemlinearitás esetén a fenti mennyiségek harmadrendű tenzorok. Ebben az esetben a nemlinearitás effektív nagyságát a folyamat konkrét geometriája határozza meg, a következőképpen:

$$d_{eff} = e_i d_{ijk} e_j e_k, \quad (F3-8)$$

ahol e_j és e_k a bemenő jel terjedési irányába mutató egységvektorok koordinátái, e_i pedig a keletkező felharmonikus irányába mutató egységvektor koordinátái [109]. A $\kappa_{1,2}$ együtthatókban tehát d helyett valójában d_{eff} ún. *effektív nemlinearitás* nevezetű skaláris mennyiség szerepel.

Transzformáljuk át az (F3-7) egyenletet is az alapharmonikussal együtt mozgó koordinátarendszerbe, ekkor megkapjuk a rövid impulzusok frekvenciakétszerezését leíró általános egyenleteket:

$$\frac{\partial A_1(t, z)}{\partial z} - \frac{i}{2} \left(\frac{\partial^2 k(\omega)}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_1} \frac{\partial^2 A_1(t, z)}{\partial \tilde{t}^2} = -i \kappa_1 A_1^*(t, z) A_2(t, z) e^{i \Delta k z}, \quad (F3-9)$$

$$\frac{\partial A_2(t, z)}{\partial z} + \nu \frac{\partial A_2(t, z)}{\partial \tilde{t}} - \frac{i}{2} \left(\frac{\partial^2 k(\omega)}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_2} \frac{\partial^2 A_2(t, z)}{\partial \tilde{t}^2} = -i \kappa_2 A_1^2(t, z) e^{-i \Delta k z}, \quad (F3-10)$$

ahol t és z az alapharmonikushoz rögzített koordinátarendszer változói, $\nu = \frac{1}{v_{g2}} - \frac{1}{v_{g1}}$.

Köszönetnyilvánítás

Ezúton mondok köszönetet mindenekelőtt témavezetőmnek, *Dr. Szatmári Sándor professzornak*, továbbá *Dr. Simon Péter csoportvezetőnek (Laser-Laboratorium Göttingen)* akik a lézerfizikai kutatásokba bevezettek és akiktől a kísérleti munka fogásait eltanulhattam. Az értekezésben bemutatott eredmények elsősorban a velük folytatott közös munka révén születtek. Problémák felvetésével, értékes javaslataikkal és a tudományos munka feltételeinek biztosításával tették lehetővé a fenti eredmények megszületését.

Köszönetemet fejezem ki *Dr. Bakos József professzornak és Dr. Földes István tudományos főmunkatársnak (RMKI, Plazmafizikai Főosztály)*, *Dr. Almási Gábor egyetemi adjunktusnak (PTE Kísérleti Fizika Tanszék)*, *Dr. Matthias Feuerhakénak és Jan-Hendrik Klein-Wielének (Laser-Laboratorium Göttingen)*, valamint *Bakonyi Zoltán PhD hallgatónak* a közösen végzett kutatások során nyújtott segítségükért, hasznos szakmai tanácsaikért.

Köszönöm *Dr. Benedict Mihály egyetemi docensnek és Dr. Horváth Zoltán egyetemi adjunktusnak*, hogy tanácsaikkal a vizsgálatok során felmerült elméleti problémák megoldásában segítséget nyújtottak.

Megköszönöm *Dr. Hevesi Imre professor emeritusnak* támogatását, önzetlen segítségét és értékes javaslatait, amelyekkel az értekezés elkészítéséhez jelentősen hozzájárult.

Köszönettel tartozom *Dr. Szabó Gábor professzornak, Dr. Nánai László főiskolai tanárnak és Dr. Vize László nyugalmazott egyetemi docensnek* az értekezés kéziratának alapos átolvasásáért és értékes kritikai megjegyzéseikért.

Köszönet illeti *Gál Kinga PhD hallgatót* az értekezés elkészítése során nyújtott hasznos szakmai észrevételeiért.

Köszönetet mondok a *Kísérleti Fizikai Tanszék és a Fizikus Tanszékcsoport* tagjainak a mindennapi munkám során nyújtott segítségükért.

Különösen nagy hálával tartozom *családomnak* munkámhoz nyújtott támogatásukért és folyamatos biztatásukért.

Irodalom

1. G. Mourou:
The ultrahigh-peak-power laser: present and future
Appl. Phys. B **65**, 205-211 (1997)
2. P. Gibbon, E. Förster:
Short-pulse laser-plasma interactions
Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 769-793 (1996)
3. *Super-intense laser-atom physics*
eds. B. Piraux, A. L'Huillier, K. Rzazewski, NATO ASI Series B: Physics, Vol. 316
(Plenum Press, New York, 1993)
4. D. Strickland, G. Mourou:
Compression of amplified chirped optical pulses
Opt. Commun. **56**, 219-221 (1985)
5. P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot, G. Mourou:
Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification
IEEE J. Quant. Electron. QE-24, 398-403 (1988)
6. R. Szipöcs, A. Köházi-Kis:
Theory and design of chirped dielectric laser mirrors
Appl. Phys. B **65**, 115-135 (1997)
7. M.D. Perry, D. Pennington, B.C. Stuart, G. Tietbohl, J.A. Britten, C. Brown,
S. Herman, B. Golick, M. Kartz, J. Miller, H.T. Powell, M. Vergino, V. Yanovsky:
Petawatt laser pulses
Opt. Lett. **24**, 160-162 (1999)
8. B.C. Stuart, M.D. Perry, J. Miller, G. Tietbohl, S. Herman, J.A. Britten, C. Brown,
D. Pennington, V. Yanovsky, K. Wharton:
125-TW Ti:sapphire/Nd:glass laser system
Opt. Lett. **22**, 242-244 (1997)
9. K. Yamakawa, M. Aoyama, S. Matsuoka, T. Kase, Y. Akahane, H. Takuma:
100-TW sub-20-fs Ti:sapphire laser system operating at a 10-Hz repetition rate
Opt. Lett. **23**, 1468-1470 (1998)
10. K. Yamakawa, M. Aoyama, S. Matsuoka, H. Takuma, D.N. Fittinghoff, C.P.J. Barty:
*Ultrahigh-peak and high-average power chirped-pulse amplification of sub-20-fs
pulses with Ti : Sapphire amplifiers*
IEEE J. of Selected Topics in Quant. Electron. **4**, 385-394 (1998)

11. N. Blanchot, C. Rouyer, C. Sauteret, A. Migus:
Amplification of sub- 100-TW femtosecond pulses by shifted amplifying Nd-glass amplifiers – theory and experiments
Opt. Lett. **20**, 395-397 (1995)
12. R. Roux:
High-energy lasers - Cascaded amplifiers produce 100 TW
Laser Focus World **34**, 16-20 (March 1998)
13. C. Sauteret:
Generation and amplification at 100 TW of femtosecond pulses
Annales de Physique **20**, 687-692 (1995)
14. A. Antonetti, F. Blasco, J.P. Chambaret, G. Cheriaux, G. Darpentigny, C. Le Blanc, P. Rousseau, S. Ranc, G. Rey, F. Salin:
A laser system producing $5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ at 10 Hz
Appl. Phys. B **65**, 197-204 (1997)
15. A. Sullivan, J. Bonlie, D.F. Price, W.E. White:
1.1-J, 120-fs laser system based on Nd:glass-pumped Ti:sapphire
Opt. Lett. **21**, 603-605 (1996)
16. C. Rouyer, N. Blanchot, I. Allais, E. Mazataud, J.L. Miquel, M. Nail, A. Pierre, C. Sauteret, A. Migus:
Production and characterization of intensities above $2 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$, obtained with 30-TW 300-fs pulses generated in a Ti:sapphire/Nd-doped mixed-glass chain
J. Opt. Soc. Am. B **13**, 55-58 (1996)
17. I.N. Ross, A.R. Damerell, E.J. Divall, J. Evans, G.J. Hirst, C.J. Hooker, J.R. Houlston, M.H. Key, J.M.D. Lister, K. Osvay, M.J. Shaw:
A 1 TW KrF laser using chirped pulse amplification
Opt. Commun. **109**, 288-295 (1994)
18. A. Endoh, M. Watanabe, N. Sarukura, S. Watanabe:
Multiterawatt subpicosecond KrF laser
Opt. Lett. **14**, 353-355 (1989)
19. S. Watanabe, A. Endoh, M. Watanabe, N. Saukura, K. Hata:
Multiterawatt excimer-laser system
J. Opt. Soc. Am. B **6**, 1870-1876 (1989)
20. S. Watanabe, A. Endoh, M. Watanabe, N. Saukura:
Terawatt XeCl discharge laser system
Opt. Lett. **13**, 580-582 (1988)
21. S. Szatmári, G. Almási, M. Feuerhake, S. Simon:
Production of intensities of $\sim 10^{19} \text{ W/cm}^2$ by a table-top KrF laser
Appl. Phys. B **63**, 463-466 (1996)

22. J.T. Verdeyen:
Laser electronics
2nd ed. (Prentice-Hall, New Jersey, 1989) pp. 156-160
23. S. Szatmári:
High-brightness ultraviolet excimer lasers
Appl. Phys. B **58**, 211-223 (1994)
24. S. Szatmári, Z. Bakonyi, P. Simon:
Active spatial filtering of laser pulses
Opt. Commun. **134**, 199-204 (1997)
25. S. Szatmári:
Pulse shortening of $5 \cdot 10^3$ by the combined pulse forming of dye oscillators, saturated amplifiers and gated saturable absorbers
Opt. Quant. Electron. **21**, 55-61 (1989)
26. S. Szatmári, F.P. Schäfer:
Subpicosecond, widely tunable distributed feedback dye laser
Appl. Phys. B **46**, 305-311 (1988)
27. C.A. Brau:
Rare gas halogen excimers
in *Excimer Lasers*, ed. C.K. Rhodes, Topics in Applied Physics, Vol. 30 (Springer, Berlin, 1979) pp. 87-96
28. I.A. McIntyre, C.K. Rhodes:
High power ultrafast excimer lasers
J. Appl. Phys. **69**, R1-19 (1991)
29. S. Szatmári:
Terawatt-class hybrid dye/excimer lasers
in *Dye Lasers 25 Years*, ed. M. Stuke, Topics in Applied Physics, Vol. 70 (Springer, Berlin, 1992) pp. 129-140
30. S. Szatmári, P. Simon:
Interferometric multiplexing scheme for excimer amplifiers
Opt. Commun. **98**, 181-192 (1993)
31. J.R. Houliston, I.N. Ross, M.H. Key, S. Szatmári, P. Simon:
Chirped pulse amplification in KrF lasers
Opt. Commun. **104**, 350-356 (1994)
32. Q. Zhao, S. Szatmári, F.P. Schäfer:
Gain dynamics of XeF and subpicosecond pulse generation at 351 nm
Appl. Phys. B **47**, 325-332 (1988)
33. P.B. Corkum, R.S. Taylor:
Picosecond amplification and kinetic studies of XeCl
IEEE J. Quant. Electron. **QE-18**, 1962-1975 (1982)

34. S. Szatmári, F.P. Schäfer:
Comparative study of the gain dynamics of XeCl and KrF with subpicosecond resolution
J. Opt. Soc. Am. B 4, 1943-1948 (1987)
35. S. Szatmári, F.P. Schäfer:
Quantum beats observed in stimulated emission in XeCl
Chem. Phys. Lett. 137, 1-4 (1987)
36. S. Szatmári, F.P. Schäfer:
*Picosecond gain dynamics of KrF**
Appl. Phys. B 33, 219-223 (1984)
37. A.J. Taylor, R.B. Gibson, J.P. Roberts:
Picosecond gain dynamics in KrF amplifiers
Appl. Phys. Lett. 52, 773-775 (1988)
38. C. Momma, H. Eichmann, H. Jacobs, A. Tünnermann, H. Welling,
B. Wellegehausen:
Short-pulse amplification and gain dynamics of an ArF excimer amplifier
Opt. Lett. 18, 516-518 (1993)
39. K. Mossavi, Th. Hofmann, G. Szabó, F.K. Tittel:
Femtosecond gain characteristics of the discharge-pumped ArF excimer amplifier
Opt. Lett. 18, 435-437 (1993)
40. L.M. Frantz, J.S. Nodvik:
Theory of pulse propagation in a laser amplifier
J. of Appl. Phys. 34, 2346-2349 (1963)
41. M. Rokni, J.H. Jacob:
Rare gas halide lasers
in *Applied atomic collision physics*, Vol. 3, eds. H.S.W. Massey, E.W. McDaniel,
B. Bederson, (Academic, New York, 1982) p.273
42. M.M. Tilleman, J.H. Jacob:
Short pulse amplification in the presence of absorption
Appl. Phys. Lett. 50, 121-123 (1987)
43. G. Almási, S. Szatmári, P. Simon:
Optimized operation of short-pulse KrF amplifiers by off-axis amplification
Opt. Commun. 88, 231-239 (1992)
44. M.C. Gower, C.B. Edwards:
Gain and absorption measurements in a discharge excited KrF laser
Opt. Commun. 40, 369-372 (1982)
45. H. Jara, K. Boyer, U. Johann, T.S. Luk, I.A. McIntyre, A. McPherson, C.K. Rhodes:
Dynamic absorption effects in KrF amplifiers*
Appl. Phys. B 42, 11-15 (1987)

46. S. Szatmári, G. Almási, P. Simon:
Off-axis amplification scheme for short-pulse amplifiers
Appl. Phys. B 53, 82-87 (1991)
47. G. Almási, S. Szatmári:
Optimization of multiple-pass off-axis KrF amplifiers
Appl. Phys. B 60, 565-570 (1995)
48. M. Born, E. Wolf:
Principles of optics
6th ed. (Pergamon, Oxford, 1980), pp. 494-499
49. D.J. Bradley, G.H.C. New:
Ultrashort pulse measurements
Proc. IEEE 62, 313-345 (1974)
50. W. Rudolph, B. Wilhelmi:
Light pulse compression
(Harwood Academic, Chur, 1989) p. 12
51. Y.R. Shen:
The principles of nonlinear optics
(Wiley, New York, 1984) pp. 47-49
52. D.C. Champeney:
Fourier transforms and their physical applications
(Academic, London, 1973) pp. 16-17
53. K.L. Sala, G.A. Kenney-Wallace, G.E. Hall:
CW autocorrelation measurements of picosecond laser pulses
IEEE J. Quant. Electron. QE-16, 990-996 (1980)
54. E.B. Treacy:
Optical pulse compression with diffraction gratings
IEEE J. Quant. Electron. QE-5, 454-458 (1969)
55. Zs. Bor, B. Rácz:
Group velocity dispersion in prisms and its application to pulse compression and travelling-wave excitation
Opt. Commun. 54, 165-170 (1985)
56. O.E. Martínez, J.P. Gordon, R.L. Fork:
Negative group-velocity dispersion using refraction
J. Opt. Soc. Am. A 1, 1003-1006 (1984)
57. R.L. Fork, O.E. Martínez, J.P. Gordon:
Negative dispersion using pairs of prisms
Opt. Lett. 9, 150-152 (1984)

58. S. Szatmári, G. Kühnle, P. Simon:
Pulse compression and traveling wave excitation scheme using a single dispersive element
Appl. Opt. **29**, 5372-5379 (1990)
59. S. Szatmári, P. Simon, M. Feuerhake:
Group-velocity-dispersion-compensated propagation of short pulses in dispersive media
Opt. Lett. **21**, 1156-1158 (1996)
60. Q.Z. Wang, P.P. Ho, R.R. Alfano:
Supercontinuum generation in condensed matter
in *The supercontinuum laser source*, ed. R.R. Alfano (Springer, New York, 1989)
pp. 34-37
61. Y.R. Shen, G.-Z. Yang:
Theory of self-phase modulation and spectral broadening
in *The supercontinuum laser source*, ed. R.R. Alfano (Springer, New York, 1989)
pp. 4-14
62. W.L. Smith:
Nonlinear refractive index
in *CRC Handbook of laser science and technology*, Vol. III: Optical Materials, Part 1: Nonlinear optical properties/radiation damage, ed. M.J. Weber (CRC Press, Boca Raton, 1986) pp. 259-264
63. E.D. Palik:
Handbook of optical constants of solids
(Academic, Orlando, 1985) pp. 36-45
64. H.M. Nussenzveig:
Causality and dispersion relations
(Academic, New York, 1972) pp.43-45
65. M.A. Vasileva, A.V. Masalov, J. Vishchakas, V. Gulbinas, V. Kabelka, V. Syrus:
Dispersion of phase response of dye solutions using picosecond excitation
Appl. Phys. B **37**, 41-45 (1985)
66. Zs. Bor, G. Szabó, F. Ráksi:
Investigation of saturation induced self phase modulation in high gain amplifiers
in *Ultrafast Phenomena in Spectroscopy UPS'87*, eds. Z. Rudzikas, A. Piskarskas, R. Baltramiejunas, (World Scientific, Singapore, 1987) pp. 33-40
67. S.A. Akhmanov, A.S. Chirkin, K.N. Drablovich, A.I. Kovrigin, R.V. Khokhlov, A.P. Sukhorukov:
Nonstationary nonlinear optical effects and ultrashort light pulse formation
IEEE J. Quant. Electron. QE-4, 598-605 (1968)

68. S.A. Akhmanov, A.P. Sukhorukov, A.S. Chirkin:
Nonstationary phenomena and space-time analogy in nonlinear optics
Sov. Phys. JETP **28**, 748-757 (1969)
69. P.D. Maker, R.W. Terhune, M. Nisenoff, C.M. Savage:
Effects of dispersion and focusing on the production of optical harmonics
Phys. Rev. Lett. **8**, 21-22 (1962)
70. G. Szabó, Zs. Bor:
Broadband frequency doubler for femtosecond pulses
Appl. Phys. B **50**, 51-54 (1990)
71. O.E. Martínez:
Achromatic phase matching for second harmonic generation of femtosecond pulses
IEEE J. Quant. Electron. QE-25, 2464-2468 (1989)
72. P. Simon, T. Nagy, S. Szatmári:
Nonlinear spectral filtering of femtosecond pulses
Opt. Commun. **145**, 155-158 (1998)
73. J.A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P.S. Pershan:
Interactions between light waves in a nonlinear dielectric
Phys. Rev. **127**, 1918-1939 (1962)
74. S.A. Akhmanov, V.A. Vysloukh, A.S. Chirkin:
Optics of femtosecond laser pulses
(American Institute of Physics, New York, 1992) p. 140
75. T. Zhang, M. Yonemura, L.B. Sharma, H. Daido, Y. Kato:
Second-harmonic generation with traveling-wave pulses
Appl. Phys. B **63**, 237-242 (1996)
76. T. Nagy, P. Simon, S. Szatmári:
Spectral evolution of short pulses in KrF amplifiers
8th International Laser Physics Workshop LPHYS '99; Budapest (1999)
Laser Physics **10**, 1-4 (2000) (megjelenés alatt)
77. T. Nagy, P. Simon, S. Szatmári:
Spectral development of short pulses in KrF gain modules
Appl. Phys. B (közlésre beküldve)
78. S. Szatmári, F.P. Schäfer:
Simplified laser system for the generation of 60 fs pulses at 248 nm
Opt. Commun. **68**, 196-202 (1988)
79. M.J. Shaw, E.J. Divall, G.J. Hirst, C.J. Hooker, J.M.D. Lister, I.N. Ross, A. Kvaran, K. Osvay:
On the origin of the dip in the KrF laser gain spectrum
J. Chem. Phys. **105**, 1815-1824 (1996)

80. N.A. Olsson, G.P. Agrawal:
Spectral shift and distortion due to self-phase modulation of picosecond pulses in 1.5 μm optical amplifiers
Appl. Phys. Lett. **55**, 13-15 (1989)
81. G.P. Agrawal, N.K. Dutta:
Long-wavelength semiconductor lasers
(Van Nostrand Reinhold, New York, 1986), pp. 23-36
82. A. Dienes, J.P. Heritage, C. Jasti, M.Y. Hong:
Femtosecond optical pulse amplification in saturated media
J. Opt. Soc. Am. B **13**, 725-734 (1996)
83. P. Heist, W. Rudolph, V. Petrov:
Combined self-phase modulation and amplification of femtosecond light pulses
Appl. Phys. B **49**, 113-119 (1989)
84. P. Heist, W. Rudolph, G. Werner:
Spectral broadening and compression of femtosecond light pulses that pass through dye amplifiers
Appl. Opt. **31**, 7059-7066 (1992)
85. R.A. Fisher, W.K. Bischel:
Numerical studies of the interplay between self-phase modulation and dispersion for intense plane-wave laser pulses
J. Appl. Phys. **46**, 4921-4934 (1975)
86. J.A. Fleck Jr., J.R. Morris, M.D. Feit:
Time-dependent propagation of high energy laser beams through the atmosphere
Appl. Phys. **10**, 129-160 (1976)
87. G.P. Agrawal:
Nonlinear fiber optics
(Academic, San Diego, 1989) pp. 44-48
88. Landolt-Börnstein:
Physikalisch-Chemische Tabellen
4. Auflage (Springer, Berlin, 1912), pp. 1017-1019
89. Y.P. Kim, M.H.R. Hutchinson:
Intensity-induced nonlinear effects in UV window materials
Appl. Phys. B **49**, 469-478 (1989)
90. A. Feldman, D. Horowitz, R.M. Walker, M.J. Dodge:
Optical materials characterization final technical report, Feb. 1, 1978 - Sept. 30, 1978
NBS Technical Note **993** (February 1979)

91. E.T.J. Nibbeling, M.A. Franco, B.S. Prade, G. Grillon, J.-P. Chambaret, A. Mysyrowicz:
Spectral determination of the amplitude and the phase of intense ultrashort optical pulses
J. Opt. Soc. Am. B 13, 317-329 (1996)
92. Y. Ozaki, K. Takamoto:
Cylindrical fly's eye lens for intensity redistribution of an excimer laser beam
Appl. Opt. 28, 106-110 (1989)
93. K. Mann, A. Hopfmüller, P. Gorzellik, R. Schild, W. Stöffler, H. Wagner, G. Wolbold:
Monitoring and shaping of excimer laser beam profiles
Proc. SPIE 1834, 184-194 (1993)
94. M. Feuerhake, P. Simon, G. Almási, T. Nagy, S. Szatmári:
Optimization of the output beam homogeneity of short-pulse KrF amplifiers
Appl. Opt. 36, 4094-4098 (1997)
95. S.M. Curry, R. Cubeddu, T.W. Hänsch:
Intensity stabilization of dye laser radiation by saturated amplification
Appl. Phys. 1, 153-159 (1973)
96. S. Szatmári, G. Kühnle:
Pulse front and pulse duration distortion in refractive optics, and its compensation
Opt. Commun. 69, 60-65 (1988)
97. S. Kohlweyer, G.D. Tsakiris, C.G. Wahlström, C. Tillman, I. Mercer:
Harmonic generation from solid-vacuum interface irradiated at high laser intensities
Opt. Commun. 117, 431-438 (1995)
98. D. von der Linde, T. Engers, G. Jenke, P. Agostini, G. Grillon, E. Nibbeling, A. Mysyrowicz, A. Antonetti:
Generation of high-order harmonics from solid surfaces by intense femtosecond laser pulses
Phys. Rev. A 52, R25-27 (1996)
99. P.A. Norreys, M. Zepf, S. Moustazis, A.P. Fews, J. Zhang, P. Lee, M. Bakarezos, C.N. Danson, A. Dyson, P. Gibbon, P. Loukakos, D. Neely, F.N. Walsh, J.S. Wark, A.E. Dangor:
Efficient extreme UV harmonics generated from picosecond laser pulse interactions with solid targets
Phys. Rev. Lett. 76, 1832-1835 (1996)
100. P. Gibbon:
Harmonic generation by femtosecond laser-solid interaction: A coherent „water-window” light source?
Phys. Rev. Lett. 76, 50-53 (1996)

101. I.B. Földes, J.S. Bakos, N.A. Moustafa, G. Veres, Z. Bakonyi, T. Nagy, S. Szatmári:
Harmonic generation from a subps UV (KrF) laser plasma
24th European Conference on Laser Interaction with Matter ECLIM'96; Madrid Spain
(1996) pp. 653-656
102. I.B. Földes, J.S. Bakos, G. Veres, Z. Bakonyi, T. Nagy, S. Szatmári:
Harmonic generation in a UV laser plasma
IEEE J. of Selected Topics in Quant. Electron. **2**, 776-781 (1996)
103. I.B. Földes, J.S. Bakos, Z. Bakonyi, T. Nagy, S. Szatmári:
Harmonic generation from laser plasma interactions on solid surfaces
International Symposium on Plasma Research and Application PLASMA'97;
Jarnoltówek near Opole Poland (1997) pp. 155-158
104. J.S. Bakos, I.B. Földes, M.Á. Kedves, G. Kocsis, G. Veres, Z. Bakonyi, T. Nagy,
S. Szatmári:
ASE prepulse effects in high harmonic generation
6th International Conference on X-Ray Lasers; Kyoto Japan (1998)
Inst. Phys. Conf. Ser. **159**, 531-534 (1999)
105. I.B. Földes, J.S. Bakos, Z. Bakonyi, T. Nagy, S. Szatmári:
Harmonic generation in plasmas of different density gradients
Phys. Lett. A **258**, 312-316 (1999)
106. G.P. Agrawal:
Nonlinear fiber optics
(Academic, San Diego, 1989) pp.34-40
107. S.A. Akhmanov, V.A. Vysloukh, A.S. Chirkin:
Optics of femtosecond laser pulses
(American Institute of Physics, New York, 1992) pp. 11-14
108. J.-C. Diels, W. Rudolph:
Ultrashort laser pulse phenomena
(Academic, San Diego, 1996) pp. 12-17
109. F. Zernike, J.E. Midwinter:
Applied nonlinear optics
(Wiley, New York, 1973) pp. 37-41, 61-67